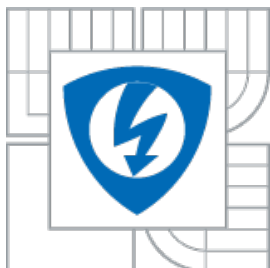




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNologiÍ
ÚSTAV MIKROELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF MICROELECTRONICS

OPTOELEKTRONICKÝ SENZOR STAVU POLARIZACE SVĚTLA NA BIOLOGICKÝCH VZORCÍCH

OPTOELECTRONIC SENSOR OF POLARIZATION STATE OF LIGHT FROM
BIOLOGICAL SAMPLES

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. JAN MIKLÁŠ

VEDOUcí PRÁCE
SUPERVISOR

prof. RNDr. PAVEL TOMÁNEK, CSc.

BRNO 2010



**VVYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ**

**Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií**

Ústav mikroelektroniky

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Mikroelektronika

Student: Bc. Jan Mikláš **ID:** 74909 **Ročník:** 2 **Akademický rok:** 2009/2010

NÁZEV TÉMATU:

Optoelektronický senzor stavu polarizace světla na biologických vzorcích

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Diplomová práce je zaměřena na metody kontroly kvality potravin - zejména masa pomocí elektrického a optického měření stárnutí masných vzorků. Bude obsahovat přehled současného stavu problematiky, teoretický základ, návrh základních elektrických a optických měření vzorků s cílem porovnat pomocí těchto technik stáří masa (post mortem). Základní úkoly práce jsou:

1. Vypracujte přehled existujících metod charakterizace stárnutí masa (post mortem) se zdůrazněním elektrických a optických metod.
2. Popište činnost experimentálního zařízení - sestavy pro elektrické a optické měření, zejména v případě impedančních měření při nízkých a vysokých frekvencích a v případě změn stavu polarizace světla při průchodu, odrazu či difúzním rozptylu.
3. Proveďte elektrické a optické měření stárnutí masa.
4. Shrňte výhody a nevýhody studované metody.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

1. Halliday, Resnick, Walker: Fyzika, Vutium Brno
2. Smith, King, Wilkins: Optics and Photonics, 2nd Edition, Wiley 2006

Termín zadání: 8.2.2010 **Termín odevzdání:** 27.5.2010

Vedoucí práce: prof. RNDr. Pavel Tománek, CSc.

prof. Ing. Vladislav Musil, CSc.
Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Licenční smlouva poskytovaná k výkonu práva užít školní dílo

uzavřená mezi smluvními stranami:

1. Pan/paní

Jméno a příjmení: Bc. Jan Mikláš
Bytem: Strání, Obecnice 234, 687 65
Narozen/a (datum a místo): 11. 11. 1984, Uherské Hradiště

2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
se sídlem Údolní 244/53, 602 00 Brno
jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty:
prof. RNDr. Pavel Tománek, CSc.
(dále jen „nabyvatel“)

Čl. 1

Specifikace školního díla

1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):

- ☐ disertační práce
- ☒ diplomová práce
- ☐ bakalářská práce
- ☐ jiná práce, jejíž druh je specifikován jako

.....
(dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP: Optoelektronický senzor stavu polarizace světla na
biologických vzorcích
Vedoucí/ školitel VŠKP: prof. RNDr. Pavel Tománek, CSc.
Ústav: Ústav mikroelektroniky
Datum obhajoby VŠKP:

VŠKP odevzdal autor nabyvateli v:

- ☒ tištěné formě – počet exemplářů 2
- ☒ elektronické formě – počet exemplářů 2

2. Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.
3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.
4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

Článek 2

Udělení licenčního oprávnění

1. Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užít, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizování výpisů, opisů a rozmnoženin.
2. Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.
3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti
 - ☒ ihned po uzavření této smlouvy
 - ☐ 1 rok po uzavření této smlouvy
 - ☐ 3 roky po uzavření této smlouvy
 - ☐ 5 let po uzavření této smlouvy
 - ☐ 10 let po uzavření této smlouvy(z důvodu utajení v něm obsažených informací)
4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona č. 111/ 1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen a oprávněn ze zákona.

Článek 3

Závěrečná ustanovení

1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.
2. Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.
3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísní a za nápadně nevýhodných podmínek.
4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne: 27. 5. 2010

.....
Nabyvatel

.....
Autor

Abstrakt:

Biologické vzorky mají buňky, jejichž rozměry jsou srovnatelné s vlnovou délkou použitého světla. Nastává v nich Mieův rozptyl odraženého nebo zpětně rozptýleného světla, v důsledku čehož dochází ke vzniku různých stavů polarizovaného světla. Tyto změny umožní měřit stárnutí biologické tkáně. Odražené nebo zpětně rozptýlené laserové světlo vykazuje mnohonásobný rozptyl na povrchu a v oblasti těsně pod povrchem.

Abstract:

The living body tissues consist of cells which dimensions are bigger than a wavelength of visible light. Therefore a Mie scattering of reflected or backscattered light occurs and different polarization states arise. The changes of polarization state due to the multiple scattering of light in the biological cellular tissues allow measure the aging of biological tissue. The reflected or backscattered polarized laser light exhibits multiple scattering on the sample surface and in its subsurface area.

Klíčová slova:

Biologická tkáň, světlo, Mieův rozptyl, odraz, polarizace, impedance, měření.

Keywords:

Biological tissues, light, Mie scattering, reflexion, polarization, impedance, measurement.

Bibliografická citace díla:

MIKLÁŠ, J. *Optoelektronický senzor stavu polarizace světla na biologických vzorcích*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2010. 68 s. Vedoucí diplomové práce prof. RNDr. Pavel Tománek, CSc.

Prohlášení autora o původnosti díla:

Prohlašuji, že jsem tuto vysokoškolskou kvalifikační práci vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce, s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury. Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 27. 5. 2010

.....

Poděkování:

Děkuji vedoucímu diplomové práce prof. RNDr. Pavlu Tománkovi, CSc. za metodické a cíleně orientované vedení při plnění úkolů realizovaných v průběhu zpracovávání diplomové práce za poskytnutou pomoc a odborné rady.

Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií

Ústav mikroelektroniky

POPISNÝ SOUBOR ZÁVEREČNÉ PRÁCE

Autor:	Bc. Jan Mikláš
Název závěrečné práce:	Optoelektronický senzor stavu polarizace světla na biologických vzorcích
Název závěrečné práce ENG:	Optoelectronic sensor of polarization state of light from biological samples
Anotace závěrečné práce:	Předkládaná práce se zabývá problémy charakterizace kvality biologických vzorků pomocí změny stavu polarizace rozptýleného světla. Základním zaměřením práce je bezkontaktní in situ post mortem hodnocení stárnutí masa. Toto měření umožní zvýšit kvalitu potravin.
Anotace závěrečné práce ENG:	This work deals with characterization of biological samples quality using changes of polarization state of scattered light. The general aim is noncontact in situ post mortem evaluation of meat aging. This measurement allow increase the food quality.
Klíčová slova:	Biologická tkáň, světlo, Mieův rozptyl, odraz, polarizace, impedance, měření.
Klíčová slova ENG:	Biological tissues, light, Mie scattering, reflexion, polarization, impedance, measurement.
Typ závěrečné práce:	diplomová
Datový formát elektronické verze:	formát pdf
Jazyk závěrečné práce:	český
Přidělovaný titul:	Ing.
Vedoucí závěrečné práce:	prof. RNDr. Pavel Tománek, CSc.
Škola:	Vysoké učení technické v Brně
Fakulta:	Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
Ústav:	Ústav mikroelektroniky
Studijní program:	Elektrotechnika, elektronika, komunikační a řídicí technika
Studijní obor:	M-MEL Mikroelektronika

Obsah

ÚVOD	13
1 OPTICKÉ ZOBRAZOVÁNÍ	14
2 SVĚTLO	16
2.1 POLARIZACE SVĚTLA	16
2.2 POLARIZAČNÍ ELIPSA	17
2.3 LINEÁRNÍ POLARIZACE	18
2.4 KRUHOVÁ POLARIZACE	19
2.5 STOKESŮV VEKTOR	20
2.6 JONESŮV VEKTOR	24
3 OPTICKÉ VLASTNOSTI BIOLOGICKÝCH LÁTEK	26
3.1 ABSORPCE	26
3.2 ROZPTYL	27
3.2.1 Rayleighův rozptyl	28
3.2.2 Mieův rozptyl	29
3.3 SVĚTLO V ANIZOTROPNÍM PROSTŘEDÍ	31
3.3.1 Jednoosé a dvouosé krystaly	32
3.3.2 Šíření světla v anizotropním krystalu	32
3.4 INDEX LOMU	34
3.5 STÁČENÍ POLARIZAČNÍ ROVINY	34
3.6 STUPEŇ POLARIZACE	36
4 ŠÍŘENÍ POLARIZOVANÉHO SVĚTLA VE TKÁNÍCH	37
4.1 ANIZOTROPNÍ STRUKTURA TKÁNĚ	37
4.2 ČÁSTICE JAKO DIFUZOR	41
5 ELEKTRICKÉ VLASTNOSTI MASA	43
5.1 POPIS MASA PODLE ELEKTRICKÝCH VLASTNOSTÍ	43
5.2 SOUČASNÝ STAV POZNÁNÍ	43
5.3 MASO JAKO ANIZOTROPNÍ PROSTŘEDÍ	44
5.4 SENZORY PRO MĚŘENÍ ELEKTRICKÉ IMPEDANCE MASA	44
6 MĚŘENÍ	52
6.1 METODA MĚŘENÍ	52
6.2 EXPERIMENT SE VZORKEM VEPŘOVÉHO MASA	53
6.3 EXPERIMENT S JINÝMI DRUHY MASA	56
6.4 MĚŘENÍ KOEFICIENTU ROZPTYLU	59
6.5 MĚŘENÍ STUPNĚ POLARIZACE	60
7 ZÁVĚR	64
POUŽITÁ LITERATURA	66

Seznam obrázků

Obr. 1.1 FOTONY V ROZPTYLUJÍCÍM PROSTŘEDÍ.	14
Obr. 2.1 ELEKTROMAGNETICKÁ VLNA ŠÍŘÍCÍ SE VE SMĚRU OSY Z, JEJÍŽ ELEKTRICKÁ SLOŽKA E KMITÁ ROVNOBĚŽNĚ S OSOU X.	16
Obr. 2.2 ELIPTICKÁ POLARIZACE – INTENZITA ELEKTRICKÉHO MŮŽE ROTOVAT PO NEBO PROTI SMĚRU HODINOVÝCH RUČÍČEK.	18
Obr. 2.3 LINEÁRNÍ POLARIZACE – KOMPONENTY OS X A Y MAJÍ STEJNOU FÁZI, ALE MAJÍ JINOU VELIKOST. MODRÁ PŘÍMKA ZNÁZORŇUJE INTENZITU ELEKTRICKÉHO POLE.	18
Obr. 2.4 KRUHOVÁ POLARIZACE – KOMPONENTY OS X A Y JSOU POSUNUTY O $\pi/2$, A JEJICH VELIKOST JE STEJNÁ. MODRÁ PŘÍMKA ZNÁZORŇUJE INTENZITU ELEKTRICKÉHO POLE.	19
Obr. 3.1 PAPRSEK POLARIZOVANÉHO SVĚTLA V OSE X A JEHO INTERAKCE S MALOU ČÁSTICÍ.	28
Obr. 3.2 ROZPTÝLENÉ SVĚTLO S ÚHLEM Φ_x VE VZDÁLENOSTI R OD POČÁTKU.	29
Obr. 3.3 MIEŮV ROZPTYL.	30
Obr. 3.4 PAPRSEK SVĚTLA SE DVĚMA POLARIZACEMI PROCHÁZEJÍCÍ ROVINOU ŘEZU KRYSTALU.	31
Obr. 3.5 SUPERPOZICÍ DVOU LINEÁRNĚ POLARIZOVANÝCH VLN S RŮZNÝMI FÁZOVÝMI RYCHLOSTMI VZNIKNE VLNA ELIPTICKY POLARIZOVANÁ.	33
Obr. 3.6 URČENÍ NORMÁLNÍCH MODŮ POMOCÍ INDEXOVÉHO ELIPSOIDU.	34
Obr. 4.1 MODEL DVOJLOMU VE TKÁNÍCH: (A) SYSTÉM DLOUHÝCH DIELEKTRICKÝCH VÁLEČKŮ, (B) SYSTÉM TENKÝCH DESTIČEK.	39
Obr. 4.2 MOŽNÉ STRUKTURY ASYMETRICKÝCH KULOVÝCH ČÁSTIC ZPŮSOBUJÍCÍ OPTICKOU AKTIVITU.	40
Obr. 4.3 ZOBRAZENÍ ROVINY ROZPTYLU NA ČÁSTICI 148. DOPADAJÍCÍ PAPRSEK JE ROVNOBĚŽNÝ S OSOU Z, DETEKTOR JE UMÍSTĚN VE VZDÁLENOSTI R PODÉL VEKTORU \mathbf{S}_1	41
Obr. 5.1 FRICKŮV MODEL TKÁNĚ A ELEKTRICKÝ PROUD PROTÉKAJÍCÍ TKÁNÍ.	45
Obr. 5.2 IMPEDANČNÍ MĚŘENÍ POMOCÍ BIPOLÁRNÍ METODY.	45
Obr. 5.3 IMPEDANČNÍ MĚŘENÍ POMOCÍ ČTYŘPÓLOVÉ METODY.	46
Obr. 5.4 SONDA P1 S 20 ELEKTRODAMI, POUŽÍVAJÍCÍ BIPOLÁRNÍ METODU [28].	47
Obr. 5.5 IMPEDANČNÍ DIAGRAM NA 10 KHz HOVĚZÍCH BŘÍŠNÍCH SVALŮ – RA, ZESTÁRLÝCH 2, 7, 15 A 23 DNŮ. MĚŘENÝCH SONDOU P1 [28].	47
Obr. 5.6 SONDA P2 SE 24 ELEKTRODAMI, POUŽÍVAJÍCÍ ČTYŘPÓLOVOU METODU [30].	48
Obr. 5.7 IMPEDANČNÍ DIAGRAM NA 10 KHz HOVĚZÍCH BŘÍŠNÍCH SVALŮ – RA, ZESTÁRLÝCH 6, 9 A 20 DNŮ. MĚŘENÝCH SONDOU P2 [30].	49
Obr. 5.8 VÝPOČTENÁ IMPEDANČNÍ ZÁTĚŽ ZÍSKANÁ SONDOU P1 NA: HOVĚZÍCH BŘÍŠNÍCH SVALECH – RA (A), PŘÍČNÝCH BŘÍŠNÍCH SVALECH – SM (B), STEHENNÍCH SVALECH – ST (C, D) [30].	50
Obr. 5.9 VÝPOČTENÁ IMPEDANČNÍ ZÁTĚŽ ZÍSKANÁ SONDOU P2 NA: HOVĚZÍCH BŘÍŠNÍCH SVALECH – RA (A), PŘÍČNÝCH BŘÍŠNÍCH SVALECH – SM (B), STEHENNÍCH SVALECH – ST (C, D) [30].	51
Obr. 6.1 A) SCHÉMA MĚŘÍCÍ SOUSTAVY B) MĚŘÍCÍ SOUSTAVA V LABORATOŘI.	52

Obr. 6.2 LINEÁRNÍ POLARIZACE.	53
Obr. 6.3 POLARIZACE VLIVEM TLOUŠŤKY DIFUZORU.	54
Obr. 6.4 ZÁVISLOST STAVU POLARIZACE ODRAŽENÉHO SVĚTLA NA ÚHLU OTOČENÍ ANALYZÁTORU (ČERSTVÝ VZOREK).....	54
Obr. 6.5 ZÁVISLOST STAVU POLARIZACE ODRAŽENÉHO SVĚTLA NA ÚHLU OTOČENÍ ANALYZÁTORU (VZOREK PO JEDNOM DNU).	55
Obr. 6.6 ZÁVISLOST STAVU POLARIZACE NA STÁRNUTÍ VZORKU (U1 - ČERSTVÝ VZOREK, U2 – PO 1 DNU) [32].	55
Obr. 6.7 ZÁVISLOST STAVU POLARIZACE NA STÁRNUTÍ VZORKU – KUŘECÍ ŠUNKÁ.	56
Obr. 6.8 ZÁVISLOST STAVU POLARIZACE NA STÁRNUTÍ VZORKU – VÁHALOVA ŠUNKÁ.....	57
Obr. 6.9 ZÁVISLOST STAVU POLARIZACE NA STÁRNUTÍ VZORKU – VEPŘOVÉ, ŘEZ SVISLE K VLÁKNŮM.	58
Obr. 6.10 ZÁVISLOST STAVU POLARIZACE NA STÁRNUTÍ VZORKU – VEPŘOVÉ, ŘEZ ROVNOBĚŽNĚ S VLÁKNY..	58
Obr. 6.11 ZÁVISLOST KOEFICIENTŮ ROZPTYLU NA VLNOVÉ DÉLCE. VZORKY VEPŘOVÉHO MASA: SMĚR ŘEZU ROVNOBĚŽNĚ S VLÁKNY (MODRÝ – 3,8 MM, FIALOVÝ – 3,2 MM, SVĚTLE MODRÝ PRŮBĚH – 3,2 MM), ŘEZ KOLMÝ NA VLÁKNA (ČERVENÝ – 3,5 MM, ZELENÝ PRŮBĚH – 3,2 MM).....	59
Obr. 6.12 ZÁVISLOST KOEFICIENTŮ ROZPTYLU NA VLNOVÉ DÉLCE PO 48 HODINÁCH. VZORKY VEPŘOVÉHO MASA: SMĚR ŘEZU ROVNOBĚŽNĚ S VLÁKNY (MODRÝ – 3,8 MM, FIALOVÝ – 3,2 MM, SVĚTLE MODRÝ PRŮBĚH – 3,2 MM), ŘEZ KOLMÝ NA VLÁKNA (ČERVENÝ – 3,5 MM, ZELENÝ PRŮBĚH – 3,2 MM).	60
Obr. 6.13 ZÁVISLOST STUPNĚ POLARIZACE NA KONCENTRACI ROZPTYLU MIKROKULIČEK VE VODĚ.....	61
Obr. 6.14 ZÁVISLOST STUPNĚ POLARIZACE NA KONCENTRACI ROZPTYLU ROZTOKU 1,5% POLOTUČNÉHO MLÉKA VE VODĚ.	62
Obr. 6.15 ZÁVISLOST STUPNĚ POLARIZACE NA KONCENTRACI ROZPTYLU MIKROKULIČEK A MLÉKA VE VODĚ PŘI LINEÁRNÍ POLARIZACI SVĚTLA.	62
Obr. 6.16 ZÁVISLOST STUPNĚ POLARIZACE NA DÉLCE ROZPTYLU.	63

Přehled symbolů

a_x – amplituda složky polarizace v ose x

a_y – amplituda složky polarizace v ose y

A_x – komplexní složka vektoru v ose x

A_y – komplexní složka vektoru v ose y

c – rychlost světla ve vakuu $2,997\,924\,58\,10^8\,\text{m.s}^{-1}$

d – šířka vzorku (mm, cm)

\mathbf{D} – vektor elektrické indukce

\mathbf{E} – vektor elektrické intenzity

E_x – složka vektoru elektrické intenzity v ose x

E_y – složka vektoru elektrické intenzity v ose y

$E_{\parallel i}$ – složka elektrického pole dopadající paralelně na rovinu rozptylu

$E_{\perp i}$ – složka elektrického pole dopadající kolmo na rovinu rozptylu

$E_{\parallel s}$ – složka elektrického pole rozptýleného paralelně s rovinou rozptylu

$E_{\perp s}$ – složka elektrického pole rozptýleného kolmo s rovinou rozptylu

f – frekvence světla

f_1 – objem vyplněný válečky

f_2 – objem vyplněný základní hmotou

I_0, I_1, I_2, I_3 – intenzity ozáření (Wm^{-2})

\mathbf{J} – Jonesův vektor

\mathbf{k} – vlnový vektor

k – úhlový vlnčet (vlnové číslo)

L – vlnová délka fotonu

n – index lomu

n_e – index lomu jednoosého krystalu pro paprsek polarizovaná podél osy šíření

P – stupeň polarizace

PC – stupeň kruhové polarizace

r – vzdálenost difuzoru od detektoru

\mathbf{S} – Stokesův vektor

S_0 – parametr vyjadřující intenzitu Stokesova vektoru

S_1 – parametr vyjadřující horizontální lineární polarizaci Stokesova vektoru

S_2 – parametr vyjadřující $+45^\circ$ lineární polarizaci intenzitu Stokesova vektoru

S_3 – parametr vyjadřující kruhovou polarizaci Stokesova vektoru

Řecké symboly

α_0 – konstanta polarizovatelnosti

λ – vlnová délka

μ_a – absorpční koeficient prostředí

μ_s – koeficient rozptylu

ε – relativní permitivita

ε_0 – permitivita vakua

ϕ – fázový rozdíl dvou složek kmitů

Θ – úhel mezi dopadajícím a rozptýleným světlem

π - pí (Ludolfovo číslo) 3,141 592 654

ρ – objemová hustota

σ_a – absorpční průřez

σ_s – příčný průřez

η – tenzor elektrické impermitivity

Úvod

Kvalitě potravin věnuje Evropská unie trvale velkou pozornost. Evropská komise se rozhodla zahájit diskuzi na téma, jak zajistit nejvhodnější politiku jakosti zemědělských a potravinářských výrobků a vytvořit k tomu odpovídající rámec předpisů na ochranu a podporu kvalitních výrobků. Vzrůstající zájem o zobrazení anizotropních látkových prostředí, která se vyznačují mírným či vysokým stupněm rozptylu a ovlivněním stavu polarizace [1,2]. Toto zobrazování nachází uplatnění v mikroskopii, zkoumání biologických tkání či kontrole potravin.

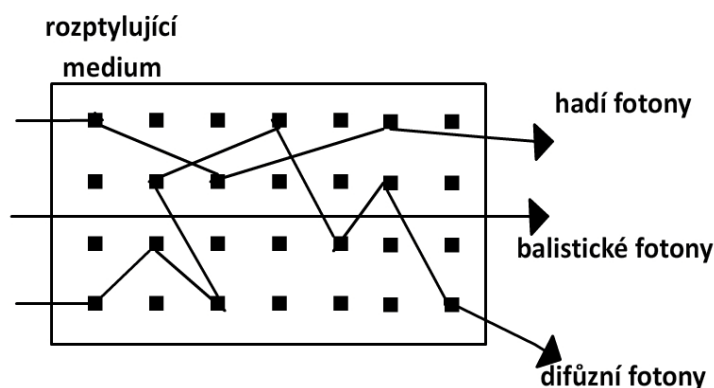
Tato práce se pojednává o vlivu biologických vzorků na polarizované světlo během stárnutí. Tato myšlenka vznikla za účelem pokusu zjistit jak se změní polarizované světlo při interakci s čerstvým a následně zestárlym biologickým vzorkem – masem. To je zahrnuto do následujících kapitol.

První kapitola pojednává o optickém zobrazování jako celku a popisuje jeho význam. Druhá kapitola se věnuje pojmu polarizace světla. Popisuje, jak vhodným uspořádáním vektoru elektrického pole elektromagnetické vlny dostaneme polarizované světlo. Dále se zabývá jednotlivými druhy polarizace. Jde o polarizaci lineární, kruhovou a obecně eliptickou. Na závěr je uveden stručný matematických nástrojů pro popis polarizace světla. Následující kapitola se zabývá optickými vlastnostmi biologických vzorků. Popisuje jevy, ke kterým dochází absorpce, rozptyl a co to vůbec je anizotropní prostředí. Stručně je zde také nastíněn vznik dvojlohu. Vysvětluje, že dielektrické vlastnosti anizotropního prostředí jsou popsány tenzorem permitivity. Uvádí rozdíl mezi jednoosým a dvouosým krystalem. Další část kapitoly je věnována samotnému šíření světla v anizotropním krystalu. Zabývá se šířením podél jedné z hlavních os a v obecném směru. Čtvrtá část je věnována problému šíření polarizovaného světla v biologických tkáních. Objasňuje pojmy jako je rozptyl na jednotlivých částicích. Pátá kapitola se zaměřuje na elektrické vlastnosti biologických vzorků – masa. Popisuje současný stav poznání v této oblasti a zmiňuje se případném použití. Srovnávají se dva elektrické senzory k určování tříd stárnutí masa. Poslední kapitola přináší prvotní výsledky měření. Průchodem vyzařovaného světla tenkým vzorkem vepřového masa došlo k předvídané depolarizaci. Původně lineárně polarizované světlo se změnilo na lineárně a kruhově polarizované. Vidíme, jak se projevuje vliv vysychání biologického vzorku, jak se postupně za 24 hodin snížil obsah vody v buňkách. Došlo k poklesu podílu lineární polarizace a narostla kruhová polarizace. Významným výsledkem je zjištění, že dochází k posuvu maxima polarizace přibližně o 20° na zrychleně zestárnutém vzorku. Zkoumání tohoto jevu by tedy mohlo být vhodným prostředkem ke zkoumání stárnutí biologických vzorků.

1 Optické zobrazování

Myšlenka lékařského zobrazení se objevila před mnoha lety a stala se jednou z nejvýznamnějších aspektů ve vývoji medicíny. Určení a předpověď díky přínosu optického zobrazování bylo velmi významné. Velmi to pomohlo k pochopení funkce řady lidských orgánů a k řešení problémů, které vyžadovaly chirurgický zákrok v případě vyhodnocení procesu choroby a terapie. Základní experimentální nastavení se skládalo ze zdroje záření, vyšetřovaného předmětu a detektoru. Mnoho let je optické zobrazování speciální vědeckou oblastí využívající mnoha fyzikálních a výpočetních metod k vyvinutí technik vhodných pro neinvazní zobrazování. V dnešní době je možné použití přímých zobrazovacích systémů, které monitorují funkci životně důležitých orgánů i průtok krve. Nicméně vývoj systémů, které mohou být užitečné pro pacienty, jako například monitorovací zařízení k určení množství glukózy v krvi diabetiků bez odebrání krve, by mohl být velkým přínosem. Od 19. století zkoušeli lékaři se skupinami vědců spojit funkci vnitřních orgánů s vnějšími vizuálními příznaky. Mezníkem byly bezprostřední diagnózy bez zatěžování lidského těla operacemi. Doposud nejvýznamnější metodou je histologická analýza, ačkoli vyžaduje vyříznutí malého vzorku tkáně. První pokus o optickou biopsii byl udělán za pomoci světla ze svíčky. Tyto výsledky byly bohužel zklamáním, protože světlo se nadměrně v tkáni rozptylovalo, tudíž užitečná informace, která mohla zobrazit vnitřek kůže, byla ztracena. Problém zobrazování opticky rozptylujících prostředí je také označován jako zobrazování hustého prostředí. Obecně, kvalitativní určení vlivu rozptylu světla se uchyluje k zachycení představy fotonu světla. Rozptyl můžeme uvažovat tak, že rozptýlené světlo se skládá ze tří různých komponent (obr. 1.1):

- balistické nebo nerozptýlené fotony,
- kvazi balistické fotony nebo slabě rozptýlené fotony
- difúzní nebo vícenásobně rozptýlené fotony.



Obr. 1.1 Fotony v rozptylujícím prostředí.

Mezi těmito komponentami jen balistické fotony putují přímo a jsou jediné nerozptýlené, které jsou schopny přejít přes neprůhledné mezivrstvy. Kvazibalistické fotony, které se rozptýlily pod malými úhly, si můžeme představit jako hada pohybujícího se kolem osy šíření a z toho důvodu jsou označovány jako hadí fotony. Ačkoli hadí fotony jemně rozmazávají obraz, udržují si svůj směr k nějaké ploše a z toho důvodu jsou užitečné. Difúzní fotony způsobují největší rozmazání obrazu a jsou jediné, kterým se chceme při zobrazování vyhnout. V rozptýleném polarizovaném světle si balistické a hadí fotony udržují svůj počáteční polarizační stav ve větším rozsahu ve srovnání s difúzními fotony. Z toho důvodu polarizace rozptýlených fotonů může být užitečná k rozeznání méně rozptýlených fotonů od zbytku. Takové zobrazení se jmenuje polarizace založená na přímém zobrazení.

Existuje mnoho jiných zobrazení, které analyzují zjištěnou difúzní intenzitu a jsou obecně nazývané nepřímé zobrazování.

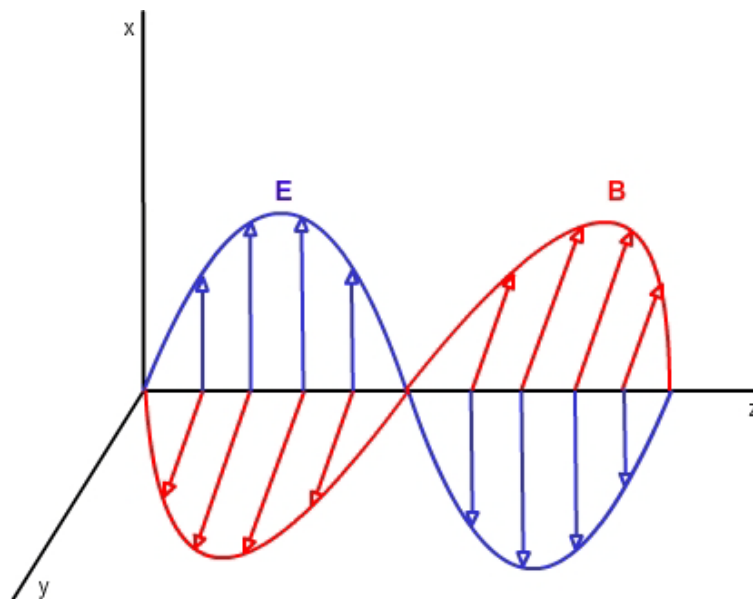
2 Světlo

Světlo můžeme charakterizovat jako jednu malou oblast elektromagnetické záření. Světlo, které vnímá lidské oko, je jenom nepatrnou částí rozsáhlého spektra jevů stejného druhu. Existuje proměnná veličina, která se liší hodnotami pro různé části tohoto spektra.

Budeme-li zkoumat vlnovou povahu světla, pak je světelná vlna charakterizována svou amplitudou - intenzitou, fází, frekvencí – vlnovou délkou a polarizací. Tyto vlastnosti nám umožní, známe-li počáteční stav světla ze zdroje, měřit stav světelné vlny prošlé předmětem nebo na něm odražené. Navíc, na rozdíl od vln elektrických, je možné určit časové a prostorové chování světla a to zejména díky jeho polarizaci.

2.1 Polarizace světla

Obr. 2.1 zobrazuje elektromagnetickou vlnu. Pozorujeme její dvě složky, elektrickou a magnetickou. Tyto dvě složky jsou navzájem kolmé. Zvolíme směr kmitů vektoru elektrické intenzity \mathbf{E} tak, aby kmital v rovině, která je rovnoběžná s osou x . Tato rovina se nazývá rovinou kmitů. O takovéto elektromagnetické vlně říkáme, že je lineárně polarizovaná. Lineární polarizaci probereme níže.



Obr. 2.1 Elektromagnetická vlna šířící se ve směru osy z , jejíž elektrická složka \mathbf{E} kmitá rovnoběžně s osou x .

Elektromagnetické vlny, jejichž zdrojem je například Slunce nebo obyčejná žárovka, jsou polarizovány náhodně [1]. Obecně se říká, že nejsou polarizovány vůbec. Elektrická složka takové vlny je vždy kolmá na směr šíření, ale její směr v libovolném místě prostoru je různý. Směr intenzity vektoru elektrického pole \mathbf{E} určuje polarizaci světla.

Polarizace hraje důležitou roli v interakci světla s látkou. Polarizace například určuje množství světla odraženého na rozhraní dvou látek, množství absorbovaného světla v různých materiálech. Tyto materiály mohou být například biologické vzorky.

Uvažujme nyní pro jednoduchost monochromatickou rovinnou vlnu, která má frekvenci f , rychlost c a šíří se v homogenním izotropním prostředí rovnoběžně s osou z . Vektor elektrické intenzity \mathbf{E} musí kmitat v rovině xy . U takové vlny můžeme \mathbf{E} rozložit na složky x a y ve směru os roviny. Můžeme tak schematicky zaměnit nepolarizované světlo za superpozici dvou polarizovaných vln, u kterých jsou roviny kmitů navzájem kolmé [1]. Pro vektor \mathbf{E} takové vlny můžeme použít vztah:

$$\vec{E}(z, t) = \text{Re}\{\vec{A} \cdot \exp[j2\pi(t - \frac{z}{c})]\}, \quad (2.1)$$

kde:

$$\vec{A} = A_x \vec{x} + A_y \vec{y} \quad (2.2)$$

je vektor s komplexními složkami A_x , A_y . Budeme se zajímat o křivku, kterou opisuje koncový vektor $\vec{E}(z, t)$ v rovině xy .

2.2 Polarizační elipsa

Vyjádřením:

$$\begin{aligned} A_x &= a_x \exp(j\phi_x), \\ A_y &= a_y \exp(j\phi_y) \end{aligned} \quad (2.3)$$

a dosazením do (2.1) a (2.2) dostaneme

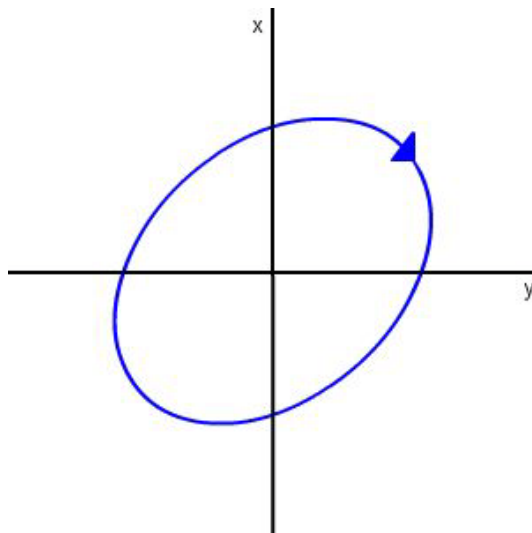
$$\begin{aligned} E_x &= a_x \cdot \cos[2\pi f(t - \frac{z}{c}) + \phi_x], \\ E_y &= a_y \cdot \cos[2\pi f(t - \frac{z}{c}) + \phi_y]. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Složky E_x , E_y jsou periodické funkce času $(t - z/c)$ oscilující s frekvencí f . Rovnice (2.4) jsou parametrické rovnice elipsy

$$\frac{E_x^2}{a_x^2} + \frac{E_y^2}{a_y^2} - 2 \cos \phi \frac{E_x E_y}{a_x a_y} = \sin^2 \phi, \quad (2.5)$$

kde ϕ je fázový rozdíl obou složek kmitů.

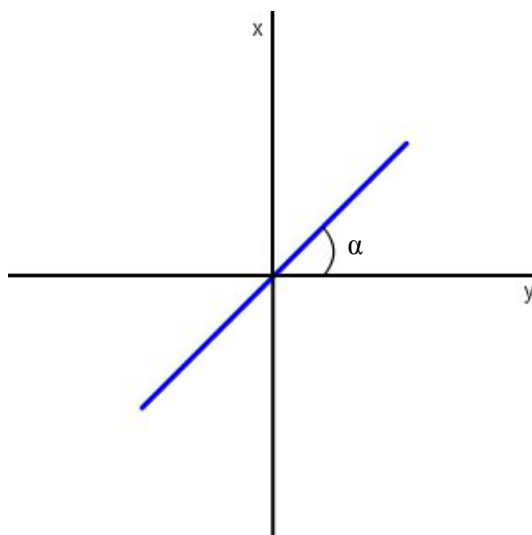
Rotující elektrické pole opakuje svůj pohyb po uběhnutí vlnové délky $\lambda = c/f$. Vektor intenzity elektrického pole bude opisovat válcovou plochu eliptického průřezu. Pro eliptickou polarizaci platí v rovnicích (2.4) a (2.5), že $a_x \neq a_y$ (obr.2.2).



Obr. 2.2 Eliptická polarizace – Intenzita elektrického může rotovat po nebo proti směru hodinových ručiček.

2.3 Lineární polarizace

Vlna bude lineárně polarizovaná, jestliže bude fázový rozdíl $\phi = 0$ nebo $\phi = \pi$. Poměrem rovnic (2.5) dostaneme rovnici přímky.



Obr. 2.3 Lineární polarizace – komponenty os x a y mají stejnou fázi, ale mají jinou velikost. Modrá přímka znázorňuje intenzitu elektrického pole.

Znaménka odpovídají fázovému rozdílu (- pro $\phi = 0$, + pro $\phi = \pi$)

$$E_y = \pm \frac{a_y}{a_x} E_x. \quad (2.6)$$

V takovémto případě válcová plocha degeneruje na rovinu (viz obr. 2.1). Obrázek 2.3 ukazuje výslednou rovinu lineární polarizace, která je pootočená o určitý úhel α .

2.4 Kruhová polarizace

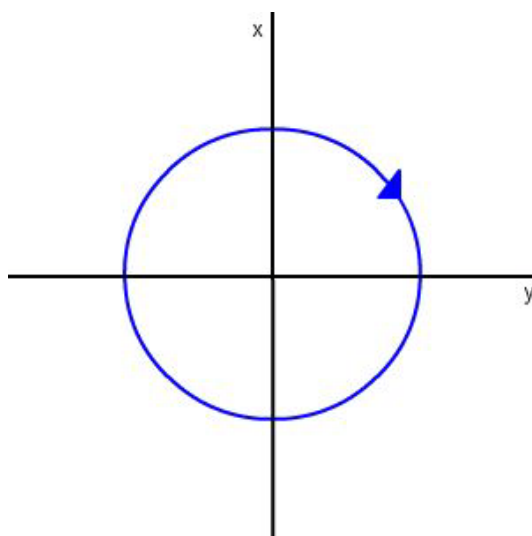
Kruhová polarizace nastává, když fázový rozdíl $\phi = \pi/2$ a $a_x = a_y = a_0$. Pak z (2.4) vyplývá

$$\begin{aligned} E_x &= a_0 \cdot \cos[2\pi f(t - \frac{z}{c}) + \phi_x] \\ E_y &= \pm a_0 \cdot \cos[2\pi f(t - \frac{z}{c}) + \phi_x], \end{aligned} \quad (2.7)$$

z čeho můžeme vyjádřit rovnici kružnice

$$E_x^2 + E_y^2 = a_0^2. \quad (2.8)$$

Válcová plocha s eliptickým průřezem se změní na válcovou plochu s kruhovým průřezem. U kruhové polarizace ještě rozlišujeme rotaci elektrického pole v daném místě na ose z. Pro $\phi = +\pi/2$ rotuje elektrické pole po směru hodinových ručiček. Pro $\phi = -\pi/2$ je rotace proti směru hodinových ručiček, a potom hovoříme o pravotočivé a levotočivé polarizaci.



Obr. 2.4 Kruhová polarizace – komponenty os x a y jsou posunuty o $\pi/2$, a jejich velikost je stejná. Modrá přímka znázorňuje intenzitu elektrického pole.

2.5 Stokesův vektor

Zatím jsme se zabývali popisem jednotlivých typů polarizací. Nyní si ukážeme matematické nástroje, které nám mohou objasnit chování při šíření polarizovaného záření. Stokesův vektor se používá k vyjádření stavu polarizace světelného paprsku. Stokes představil čtyři měřitelné veličiny, které jsou nyní po něm pojmenovány - Stokesovy parametry [3]. Tyto parametry popisují vlastnosti polarizovaného světla. Publikoval klíčovou práci o složení a rozlišení rysů polarizovaného světla z různých druhů zdrojů. Nehledě na působivý pohled a relativně jednoduchý Stokesův základní koncept, byla ve své době tato originální publikace přijata s malou pozorností, ale v následujících dekáдах se jí dostalo náležité pozornosti. Ačkoli jeho základní snahou pro představení těchto čtyř parametrů byl matematický popis nepolarizovaného světla, jeho parametrizace je aplikovatelná na jakýkoliv stav polarizace, částečně polarizované, stejně jako nepolarizované a kompletně polarizované vlny. Ve smyslu moderního popisu optické polarizace může být řečeno, že se musí začít od doby, kdy Stokes publikoval svou práci. To bylo něco nového a doposud neobjeveného pole. První Stokesův parametr reprezentuje úplnou intenzitu pole a ostatní tři parametry charakterizují stav polarizace. Také formuloval matematický výrok pro nepolarizované světlo [4]: *„Intenzita nepolarizovaného světla není nijak ovlivněna jakoukoli rotací os referenčního uspořádaného systému a jakákoli fázovou změnou představené v jedné z vlnových komponent.“*

Když je světlo v libovolném stavu polarizace a šíří se skrz rozptylující prostředí nebo interaguje s nějakým optickým elementem, tak se modifikují jeho polarizační vlastnosti. Hrubě řečeno, můžeme roztřídit fyzikální mechanismy, které mohou měnit stav polarizace světla do čtyř oblastí:

- Šíření v anizotropním prostředí,
- rozptyl na částicích,
- šikmý odrazem a lom na rozhraní prostředí
- difrakcí na mřížce.

Ve své práci se zabývám zejména prvníma dvěma typy interakcí. Vliv neobrazových optických nástrojů a rozptylujících prostředí náhodné elektromagnetické roviny vlny je možné popsat pomocí Jonesových a Stokesových vektorů, proto přenosové prostředí může být reprezentováno transformační maticí. Všechny tyto problémy zahrnují lineární rovnice a metody matic poskytují vhodný a kompaktní způsob k vypořádání s těmito problémy.

Polarizace světla je plně popsána čtyřmi elementy Stokesových vektorů, měřením, které se stalo realizovatelným díky pokrokům v experimentální technologii. Statistika Stokesových parametrů je užitečným nástrojem pro studium rozptylového prostředí, které modifikuje polarizační stav světla. Význam optické polarizace se začal projevovat v posledních desetiletích, s rozvojem odpovídajících optických technik.

Významnou oblastí aplikace polarizačních vlastností světla je, vedle charakterizace světelných zdrojů, i měření změn polarizačních vlastností optických systémů a biologických tkání.

Současný popis polarizovaného světla pomocí Stokesových vektorů je obzvláště zajímavou technikou, protože poskytuje extrémně efektivní výpočetní metodu ve formě Muellerových matic. Přirozeným výchozím bodem pro charakterizaci neprůhledných (zakalených) prostředí pomocí polarizovaného světla je výpočet Stokesových vektorů. Ten sestává ze sady čtyř veličin (zvaných Stokesovy parametry), které popisují intenzitu a polarizaci dopadajícího paprsku světla. Paprsek může být polarizován úplně, částečně nebo vůbec, může být monochromatický nebo polychromatický. Čtyři parametry mají rozměr intenzity, každý nekoresponduje s okamžitou intenzitou, ale s průměrnou hodnotou přes délku periody, která je dostatečně dlouhá, aby umožnila praktické měření. Vektor, který obsahuje čtyři fyzicky reálné parametry, je samozřejmě matematický vektor. Čtyři veličiny tvoří sloupcový vektor

$$S = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix}. \quad (2.9)$$

První parametr S_0 ve Stokesově vektoru je nazýván intenzitou. Parametry S_1 , S_2 a S_3 vyjadřují lineárně horizontálně, lineárně polarizované stočené o úhel $\pm 45^\circ$ a kruhově polarizované světlo. Když má parametr zápornou hodnotu, jedná se o ortogonální polarizaci, tudíž jestli parametr S_3 má zápornou hodnotu, pak je polarizace více podobná levotočivé kruhové polarizaci než pravotočivé kruhové polarizaci.

Tento přístup je užitečný pro sestavení čtyř filtrů. Je možné použít každé z několika různých nastavení, ale aby byl náš popis specifický a jednoznačný, musíme určit sestavu čtyř filtrů F_1 , F_2 , F_3 , F_4 , které mají následující vlastnosti:

- každý má kladný součinitel propustnosti pro příslušné nepolarizované světlo,
- každý je orientován tak že jejich plochy jsou vertikální a kolmé k paprsku.

Navíc, F_1 působí na dopadající paprsek bez ohledu na jeho polarizaci, je isotropní. F_2 je nepropustný pro světlo, jehož úhel roviny kmitů elektrického pole je 90° , tudíž je vertikální. Filtr F_3 je nepropustný pro světlo polarizované pod úhlem -45° , F_4 nepropustí světlo s levotočivou kruhovou polarizací. Je zřejmé, že filtry představují nepolarizované, lineárně horizontálně polarizované, lineárně ($+45^\circ$) polarizované a pravotočivě kruhově polarizované vlastnosti.

Velký přínos Stokesových vektorů je v tom, že mohou být formulovány užitím přímo měřitelných veličin. Pravděpodobně nejjednodušší a nejzajímavější definice parametrů je operační. Představme si, že čtyři optické filtry, z nichž každý propouští polovinu přirozeného, nepolarizovaného světla. Předpokládá se, že první filtr je jen izotropní, druhý a třetí jsou lineárně polarizované, jejichž přenosové osy jsou horizontální, resp. stočené o $+45^\circ$. Poslední filtr je polarizátor zabraňující průchodu levotočivé kruhové polarizaci světla. Každý z těchto filtrů je umístěn samostatně podél směru šíření studovaného paprsku. Zabýváme se hustotou toku světla přenesenou každým filtrem. Proto necht' I_0, I_1, I_2, I_3 jsou příslušné vznikající intenzity ozáření (W.m^{-2}). Pak je možné určit Stokesovy parametry dle vztahů

$$\begin{aligned} S_0 &= 2I_0 \\ S_1 &= 2I_1 - 2I_0 \\ S_2 &= 2I_2 - 2I_0 \\ S_3 &= 2I_3 - 2I_0. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Veličina S_0 je původní počáteční intenzita, zatímco S_1, S_2 a S_3 specifikují stupeň polarizace. Ve skutečnosti se jedná o přímo pozorovatelné veličiny. Vyjádřeme nyní tyto parametry pro elektrické pole monochromatické světelné vlny šířící se ve směru osy z .

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_{0x}(t) \cos\{(kx - \omega t) + \phi_x\}, \\ E_y(t) &= E_{0y}(t) \cos\{(kx - \omega t) + \phi_y\}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

kde $E(t) = E_x(t) + E_y(t)$ a k, ω jsou střední hodnoty vlny šířící se podél osy z a ϕ je fázový rozdíl. Příslušná intenzita je dána $I = \varepsilon_0 c [E_{0x}^2(t) + E_{0y}^2(t)]$. Pro přirozené světlo se $E_{0x}(t), E_{0y}(t), \phi_x$ a ϕ_y mění pomalu ve srovnání s $(kx - \omega t)$. Zprůměrovaná intenzita by potom mohla být konstantní veličinou. To odpovídá S_0 nebo ekvivalentně $2I_0$. Druhý Stokesův parametr S_1 je dán elektrickou indukcí přenesenou horizontální lineární polarizací, zprůměrovanou jako předtím. $I_1 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c [\langle E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \rangle]$. Odtud

$$S_1 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c [\langle E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \rangle]. \quad (2.12)$$

Pro vyjádření S_2 budeme potřebovat vyjádřit I_2 , přenesenou intenzitu lineárně polarizované vlny skloněné o $+45^\circ$. Označme odpovídající intenzitu elektrického pole jako E_{45}

$$E_{45}(t) = (\sqrt{2})^{\frac{1}{2}} (i + j) E(t). \quad (2.13)$$

Z toho důvodu $I_2 = \varepsilon_0 c \langle E_{45}^2 \rangle$. Následnou substitucí předchozích rovnic dostaneme

$$I_2 = \frac{1}{4} \varepsilon_0 c [\langle E_{0x}^2 \rangle + \langle E_{0y}^2 \rangle + \langle 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi \rangle], \quad (2.14)$$

kde $\phi = \phi_y - \phi_x$, vychází z faktu, že $S_2 = 2I_2 - 2I_1$, potom

$$S_2 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c \langle 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi \rangle. \quad (2.15)$$

Zbývá ještě parametr S_3 , který vyžaduje vyjádření I_3 . Intenzita má pravotočivou kruhovou polarizaci. Uvažujme, že postavíme takové zařízení používající $+45^\circ$ lineární polarizaci, následované čtvrtvlnnou destičkou. Poloha vlnové destičky je taková, že její rychlá osa je ve směru y . Komponenta pole ve směru y pak zpozdí komponentu x o $\pi/2$ a výsledný paprsek bude pravotočivý. Uvažovaný filtr bude neprostupný pro levotočivou kruhovou polarizaci. Jinými slovy se dá říct, že paprsek musí narazit na překážku nebo výstupní stranu kruhové polarizace a dojde ke zpoždění pouze jedné složky. E_y zpozdí E_x o 90° . Fázový posun je 90° v jednom směru. Po průchodu lineárním polarizátorem je dáno elektrické pole $I_2 = \frac{1}{4} \varepsilon_0 c [\langle E_{0x}^2 \rangle + \langle E_{0y}^2 \rangle + \langle 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi \rangle]$, tentokrát ale zahrňme fázový posun o 90° . Pak dostaneme

$$I_3 = \frac{1}{4} \varepsilon_0 c [\langle E_{0x}^2 \rangle + \langle E_{0y}^2 \rangle + \langle 2E_{0x}E_{0y} \sin \phi \rangle]. \quad (2.16)$$

Platí $S_3 = 2I_3 - I_0$, pak

$$S_3 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c \langle 2E_{0x}E_{0y} \sin \phi \rangle. \quad (2.17)$$

V praxi je vhodné vypustit konstantu $\varepsilon_0 c / 2$ a psát Stokesovy parametry ve tvaru

$$\begin{aligned} S_0 &= \langle E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \rangle \\ S_1 &= \langle E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \rangle \\ S_2 &= \langle 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi \rangle \\ S_3 &= \langle 2E_{0x}E_{0y} \sin \phi \rangle, \end{aligned} \quad (2.18)$$

nebo je můžeme psát ve vektorovém tvaru

$$S = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_0 = \langle E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \rangle \\ S_1 = \langle E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \rangle \\ S_2 = \langle 2E_{0x}E_{0y} \cos \phi \rangle \\ S_3 = \langle 2E_{0x}E_{0y} \sin \phi \rangle \end{bmatrix}. \quad (2.19)$$

Různé polarizační stavy mohou být popsány podle výrazů fází a amplitud (tab.2.1)

Tabulka 2.1 Stavy polarizace pomocí Stokesových parametrů

Polarizace stav [symbol]	Fáze	Amplituda	Vyjádření
Horizontální [H]	$\phi = \pm n\pi$ $n = 0, 1, \dots$	$E_{0y} = 0$ $E_0 = E_{0x}$	$E = E_x + E_y = E_x$ $E_x(z, t) = iE_0 \cos(kz - \omega t)$
Vertikální [V]	$\phi = \pm n\pi$ $n = 0, 1, \dots$	$E_{0x} = 0$ $E_0 = E_{0y}$	$E = E_x + E_y = E_y$ $E_y(z, t) = jE_0 \cos(kz - \omega t)$
+45° [P]	$\phi = \pm n\pi$ $n = 0, 1, \dots$	$E_{0y} = E_{0x} = E_0$	$E = E_x + E_y$ $E(z, t) = (1 + j)E_0 \cos(kz - \omega t)$
-45° [M]	$\phi = \pm n\pi$ $n = 0, 1, \dots$	$E_{0y} = E_{0x} = E_0$	$E = E_x + E_y$ $E(z, t) = (1 - j)E_0 \cos(kz - \omega t)$
Pravotočivá kruhová [R]	$\phi = \pm n\pi / 2$ $n = 1, 2, \dots$	$E_{0y} = E_{0x}$	$E = E_0 [i + E_0 \cos(kz - \omega t) + jE_0 \sin(kz - \omega t)]$
Levotočivá kruhová [L]	$\delta = \pm n\pi / 2$ $n = 1, 2, \dots$	$E_{0y} = E_{0x}$	$E = E_0 [i + E_0 \cos(kz - \omega t) - jE_0 \sin(kz - \omega t)]$

2.6 Jonesův vektor

Uvažujme nyní monochromatickou vlnu s frekvencí f šířící se podél osy z . Je reprezentována rovnicemi (2.3). A_x, A_y jsou x-ové a y-ové složky elektrického pole. Můžeme tuto komplexní veličinu popsat pomocí sloupcové matice nazývané Jonesův vektor [5]. Vztah (2.20), který definuje stav lineární polarizaci elektrického pole, můžeme přepsat jako dvouprvkový vektor – Jonesův vektor.

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} A_y \\ A_x \end{bmatrix}. \quad (2.20)$$

Pro většinu praktických případů nás zajímá relativní hodnota. Proto se (2.20) normalizuje

$$\frac{\vec{J}}{A_y} = \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{A_x}{A_y} \end{bmatrix}. \quad (2.21)$$

V tabulce 2.2 je ukázán přehled stočení polarizační roviny poměrů komponent pro normovaný vztah Jonesova vektoru (2.21).

Tabulka 2.2 Příklady stočení roviny lineární polarizace

Úhel roviny polarizace α	Poměr složek A_x/A_y
0°	0
45°	1
90°	∞

Pomocí Jonesova vektoru můžeme vyjádřit také kruhovou polarizaci

$$\frac{\vec{J}}{A_y} = \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{A_x}{A_y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \end{bmatrix}. \quad (2.22)$$

Pro $-i$ se jedná o pravotočivě kruhovou polarizaci, v případě $+i$ jde o levotočivou kruhovou polarizaci. Pro eliptickou polarizaci platí, že má reálnou i imaginární složku.

$$\frac{\vec{J}}{A_y} = \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{A_x}{A_y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ a \pm ib \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

3 Optické vlastnosti biologických látek

Šíření světla v hustém prostředí je možné si představit jako proud částic, fotonů, z nichž každý nese lokalizované kvantum energie. Statisticky průměrný přenos fotonů a jejich energie hustým prostředím, jako je tkáň, může být matematicky popsán různými optickými modely. Můžeme přijmout klasický přístup a představit si šíření světla jako spojitý přenos energie elektromagnetickými vlnami. Šíření světla je matematicky popsáno vlnovým vektorem \mathbf{k} , který je rozptýlen a absorbován v prostředí. Jak již bylo řečeno výše, světlo se tkáněmi šíří díky dvěma typům interakcí: absorpcí a rozptylem. Kromě viditelného a blízkého IČ světla existují i jiné formy záření, které jsou absorbovány tkání. Jde zejména o absorpci rentgenových paprsků, které umožňují vytvořit obraz měkkých biologických tkání. Rozptyl, jakmile se vlnová délka použitého světla blíží rozměrům části, již nemůže zde být ignorován, jako u jiných zobrazovacích metod.

V této části se budeme zabývat hlavně těmito optickými vlastnostmi:

1. Absorpce
2. Rozptyl
3. Anizotropie
4. Index lomu

Všechny jsou závislé na vlnové délce světla zkoumajícího tkáň. Optické charakteristiky tkání dodatečně zahrnují i jejich fluorescenci díky nepružnému charakteru srážek rozptylu.

3.1 Absorpce

Absorpce je přenos energie z dopadajícího světla na okolní tkáň. Jestliže je nerozptylující prostředí ozářeno kolimovaným paprskem o intenzitě I_0 a vlnové délce λ , je energie vystupujícího paprsku

$$I = I_0 e^{-\mu_a d}, \quad (3.1)$$

$\mu_a(\lambda)$ je absorpční koeficient prostředí a d tloušťka vzorku. Absorpční koeficient vyjadřuje množství světla pohlceného na jednotku délky (mm^{-1} nebo cm^{-1}). Jeho převrácená hodnota $1/\mu_a$ se často nazývá absorpce ve smyslu volné dráhy. Je to vzdálenost, na níž dojde k poklesu intenzity na $1/e$ původní hodnoty. Pokud definujeme hustotu částic nebo objemovou hustotu ρ nějakého činitele absorpce jako množství absorpčních částic v objemu a absorpční průřez σ_a jako průřez plochou, která absorbuje, máme příčinu podobného oslabení kolimovaného světelného paprsku, potom můžeme vyjádřit koeficient absorpce jako plochu průřezu objemem vyskytujících se částic

$$\mu_a = \rho\sigma_a. \quad (3.2)$$

Následnou substitucí dostaneme

$$I = I_0 e^{-\rho\sigma_s d}. \quad (3.3)$$

Uvnitř biologických tkání jsou obvykle přítomny různé látky, známé jako chromofory, které přispívají k absorpci světla.

3.2 Rozptyl

Rozptyl způsobuje, že světlo je při svém šíření odchylováno ze své přímé dráhy vlivem přítomnosti drobných poruch prostředí. Tyto poruchy jsou označovány jako rozptylová centra. Může se jednat o fluktuaci hmoty (změna hustoty), poruchy krystalové struktury, částice, buňky v organismech. Světlo je na nich rozptýleno libovolně do všech směrů. Intenzita takových paprsků závisí na polarizovatelnosti materiálu, která je závislá na průřezu samotných molekul. Metoda rozptylu světla se využívá k měření velikosti molekul. Kromě průřezu molekul závisí rozptyl také na velikosti částice. Klasická teorie rozptylu byla odvozena Lordem Rayleighem [6].

Předpokládejme, že je nějaká překážka osvětlena elektromagnetickou vlnou. Elektrický náboj na rozhraní začne v důsledku působení elektrického pole dopadající vlny vykonávat kmitavý pohyb. Tím dochází k akceleraci náboje znovuvyzařené elektromagnetické energie ve všech směrech. Sekundární záření je nazýváno rozptýlené záření na překážce. Je-li frekvence rozptýleného světla stejná jako dopadajícího, potom se jedná o pružný rozptyl, pokud ne, nastává rozptyl nepružný. V tomto případě se energie elektromagnetické vlny přeměňuje na tepelnou energii a dochází k absorpci energie. Rozptyl a absorpce nejsou vzájemně závislé jevy, protože závisejí na situaci, kdy jeden jev převládá nad druhým.

Optický rozptyl je způsoben nehomogenním indexem lomu prostředí. Intenzita a prostorová distribuce rozptýleného světla závisejí na velikosti a tvaru nehomogenity v porovnání s vlnovou délkou světla a nesourodému indexu lomu. Většinou se uvažují dva případy optického rozptylu. Rayleighův se vztahuje k rozptylujícím částicím, jejichž poloměr a je podstatně menší než vlnová délka λ dopadajícího světla. Mieův rozptyl nastává normálně, když je velikost ozářené částice viditelným nebo infračerveným světlem větší než $1\mu\text{m}$. Vliv rozptylu může být uvažován jako odstranění části dopadající intenzity ze šířícího se paprsku stejným způsobem jako vliv absorpce. Rozptyl je jev, který způsobuje změnu směru šíření záření uvnitř prostředí. Stejně jako absorpční vlastnosti mohou být popsány absorpčními koeficienty μ_a , rozptylové koeficienty μ_s mohou popisovat rozptylové vlastnosti. V případě kolimovaného zdroje a jednoduchého rozptylu platí

$$I = I_0 e^{-\mu_s d}, \quad (3.4)$$

kde I je nerozptýlená složka po průchodu neabsorbujícím prostředím o tloušťce d . Koeficient rozptylu může být také popsán ve formě hustoty částic ρ a rozptylujícího příčného řezu σ_s jako

$$\mu_s = \rho \sigma_s. \quad (3.5)$$

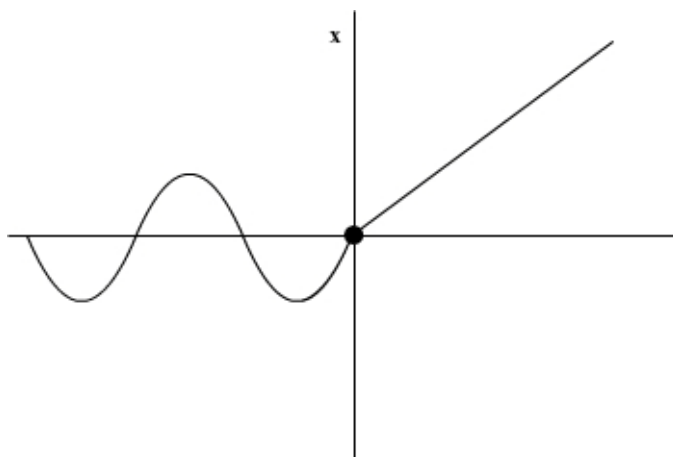
Koeficienty rozptylu μ_s vyjadřuje pravděpodobnost, s jakou bude foton rozptýlen na jednotkové délce.

3.2.1 Rayleighův rozptyl

Jak již bylo uvedeno v předchozím paragrafu, Rayleighova teorie se vztahuje na malé částice. Malými částicemi se rozumí takové částice, jejichž velikost je mnohem menší než vlnová délka světla, u kterého má nastat rozptyl. Časovou závislost elektrické intenzity popisuje vztah

$$E_x = E_0 \cdot \cos\left(\frac{2\pi ct}{\lambda}\right), \quad (3.6)$$

kde c je rychlost světla a λ vlnová délka. Světlo je polarizováno rovnoběžně s osou x .



Obr. 3.1 Paprsek polarizovaného světla v ose x a jeho interakce s malou částicí.

Obr. 3.1 znázorňuje paprsek světla polarizovaný v ose x . Pokud je částice, která se na obrázku nachází v počátku souřadnicových os, polarizována, tak vyskytující se elektrické

pole bude v částici indukovat dipólový moment. Velikost dipólového momentu bude úměrná elektrickému poli.

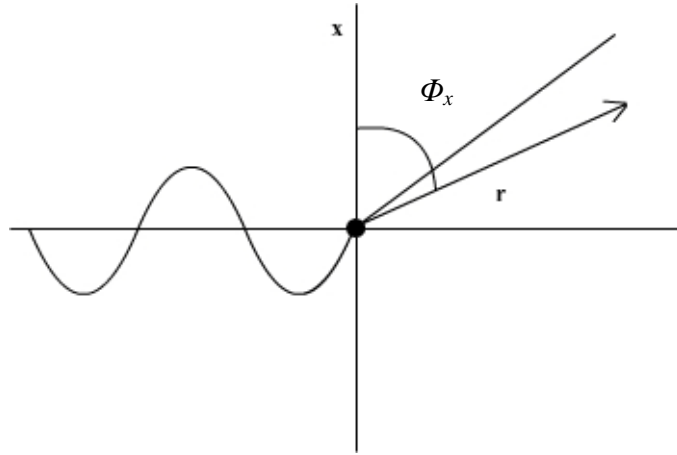
Dipólový moment je vyjádřen vztahem

$$p = \alpha_p E_0 \cdot \cos\left(\frac{2\pi ct}{\lambda}\right), \quad (3.7)$$

α_0 je konstanta polarizovatelnosti. Dipól vyzařuje světlo všemi směry.

Na obr. 3.2 je zobrazena situace, kde rozptýlené světlo ve vzdálenosti r od počátku svírá s osou x úhel Φ_x . Rozptýlené světelné pole bude úměrné $(1/c^2)(d^2p/dt^2)$. Zahrnutím prostorových efektů je potom elektromagnetické pole rozptýleného světla úměrné $1/r$. Rovnice elektrického pole pro takto rozptýlené světlo je

$$E_s = \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{c^2} \cdot \frac{d^2 p}{dt^2} = -\frac{1}{c^2} \cdot \frac{4\pi^2 c^2}{r \lambda^2} \cdot \alpha_p E_0 \cdot \cos\left(\frac{2\pi ct}{\lambda}\right). \quad (3.8)$$



Obr. 3.2 Rozptýlené světlo s úhlem Φ_x ve vzdálenosti r od počátku.

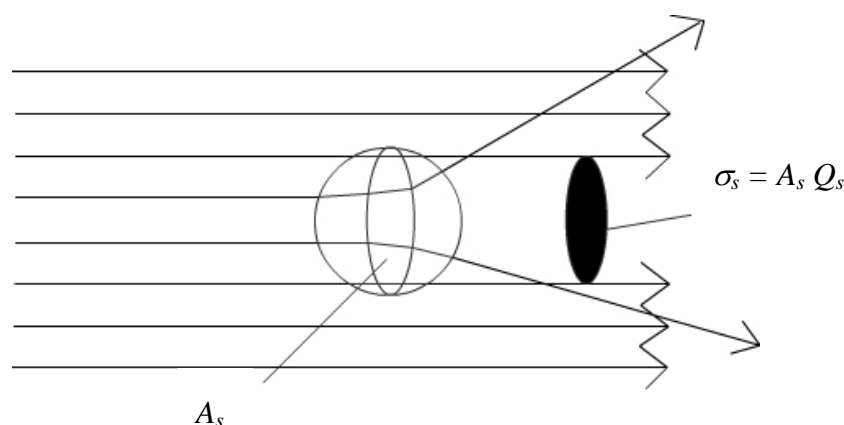
Intenzita světla ve směru Φ_x je rovna

$$I_s = \alpha_p^2 I_{0z} \frac{16\pi^4}{r^2 \lambda^4} \cdot \alpha_p E_0 \cdot \sin^2 \Phi_x, \quad (3.9)$$

kde $I_{0z} = (E_0)^2$.

3.2.2 Mieův rozptyl

Na druhou stranu je Mieův rozptyl (obr. 3.3) důležitý k pochopení chování interakce světla s běžnými materiály, jako je třeba mléko nebo biologické tkáně.



Obr. 3.3 Mieův rozptyl.

Na rozdíl od Rayleighova rozptylu k němu dochází u těles, jejichž rozměry jsou srovnatelné nebo větší s vlnovou délkou dopadajícího světla. Tělesem se zde uvažuje homogenní, izotropní, opticky lineární materiál. Představme si, že rozptylující částice jako idealizovanou kouli s přesnými geometrickými rozměry. Světlo, šířící se v určitém směru, se při interakci s idealizovanou částicí rozptýlí do různých směrů, tak že šíření v původním směru zanikne.

Příspěvek částice má za následek úhlový rozklad rozptýleného světla na každé částici. Vícenásobný příspěvek částic přesměruje směřovaný dopadající svazek na rozptýlený zpětně odražený, čímž je následující částice osvětlena z různých úhlů, a také poskytne koherentní interakci, pokud je částice malá. Je to jenom zjednodušené názorné vysvětlení, které ukazuje základ rozptylových koeficientů, parametry analogické k absorpčním koeficientům [7].

Velikosti „stínu“ rozptylu se říká efektivní příčný průřez σ_s

$$\sigma_s = A_s Q_s. \quad (3.10)$$

Koeficient rozptylu μ_s popisuje prostředí, které obsahuje mnoho rozptylujících částic. Koncentrace těchto částic je vyjádřena pomocí objemové hustoty prostředí ρ_s . Koeficient rozptylu je v podstatě oblast průřezu připadající na jednotku objemu prostředí

$$\mu_s = \rho_s \sigma_s. \quad (3.11)$$

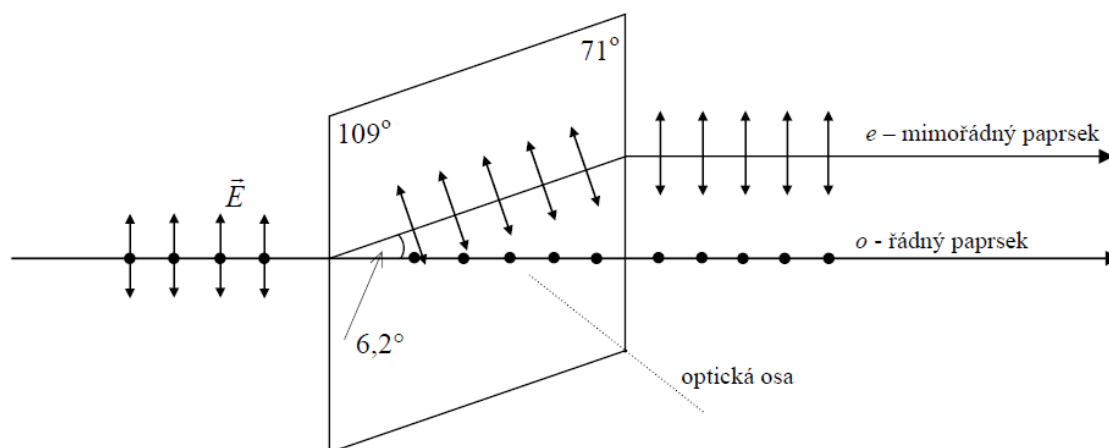
Jednotka koeficientu rozptylu je inverzní k délce, proto je výsledek $\mu_s L$ bezrozměrný. L je vlnová délka fotonu, který prochází daným hmotným prostředím. Pravděpodobnost, aby na optické délce L nedošlo ke změna směru šíření fotonu následkem rozptylu, je dána vztahem

$$T = \exp(-\mu_s L). \quad (3.12)$$

3.3 Světlo v anizotropním prostředí

V obyčejném opticky izotropním prostředí, kde rychlost šíření světla nezávisí na směru, se světlo šíří ve všech směrech stejně rychle s libovolnou polarizací. V libovolném směru šíření záření se mohou šířit dvě vlny. V případě, že polarizační roviny těchto dvou vln jsou na sebe kolmé a jejich rychlosti šíření jsou si rovny, pak tyto vlny můžeme skládat. Vznikne tak vlna, která má libovolnou rovinu polarizace a šíří se stejným směrem jako původní dvě vlny.

Na rozdíl od izotropního je v anizotropním prostředí rychlost šíření světla závislá na směru [5]. Příkladem opticky anizotropního prostředí je např. krystal křemene. V takovémto prostředí krystalu mají dvě vlny různé rychlosti a jejich vlnové délky jsou také různé při stejné frekvenci. Tyto dvě vlny již prostě sečíst nelze a dostat jednu vlnu libovolně polarizovanou tak není možné. Každá vlna je nějak polarizovaná, jejich polarizace jsou na sebe kolmé. Obecně je možné říct, že v anizotropním prostředí se paprsek světla rozdělí na dva paprsky – řádný a mimořádný, čímž vzniká v krystalu dvojlom (obr. 3.4).



Obr. 3.4 Paprsek světla se dvěma polarizacemi procházející rovinou řezu krystalu.

Jeden paprsek se šíří stejným směrem, jako by se šířil v izotropním prostředí. Nazývá se řádný (ordinární). Splňuje zákon lomu a jeho rychlost je nezávislá na směru. Druhý paprsek je posunutý a nazývá se mimořádný (extraordinární). Neřídí se zákonem lomu.

V anizotropním prostředí je každá složka elektrické indukce \mathbf{D} výsledkem lineárních kombinací tří složek elektrického pole \mathbf{E} .

$$\mathbf{D} = \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{E}$$

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}. \quad (3.13)$$

Ze vztahů (3.13) je vidět, že dielektrické vlastnosti anizotropního prostředí jsou charakterizovány maticí 3×3 koeficientu ε_{ij} . Tato matice představuje tenzor permitivity. Jedná se o symetrický tenzor druhého řádu, platí $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$, tzn. je určen pouze šesti nezávislými složkami.

Můžeme nalézt takovou soustavu v krystalu, kde tenzor permitivity je tvořen pouze prvky na hlavní diagonále matice. Pak jsou vektory **D**, **E** navzájem rovnoběžné ve směrech os dané soustavy. Můžeme tak definovat hlavní indexy lomu (ε_0 je permitivita vakua)

$$n_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_0}}, \quad n_2 = \sqrt{\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_0}}, \quad n_3 = \sqrt{\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_0}} \quad (3.14)$$

Vlastnosti rozptylu rozměrnějšího prostředí jsou často popsány ve formě redukovaných koeficientů rozptylu μ'_s .

$$\mu'_s = \mu_s(1 - g), \quad (3.15)$$

kde g je anizotropní funkce

$$g = \int \Theta \cos(\theta) \cos(\phi) d\phi. \quad (3.16)$$

Fáze funkce Θ je úhel mezi dopadajícím a rozptýleným světlem. To znamená, že Θ je nezávislé na θ . Orientace rozptylující látky je taková, že Θ závisí pouze na skalárním součinu \hat{s} a \hat{s}' .

3.3.1 Jednoosé a dvouosé krystaly

Když se v krystalech dva z indexů sobě rovnají $n_1 = n_2$, potom se tyto krystaly nazývají jednoosé. Jednoosé krystaly mají index lomu pro paprsek polarizovaný podél optické osy (n_e) a další paprsek polarizovaný v kterémkoliv z dvou směrů kolmých na n_0 . Obvyklé značení je $n_1 = n_2 = n_0$ a $n_3 = n_e$. Krystaly jsou kladné jednoosé ($n_e > n_0$) nebo záporné jednoosé ($n_0 < n_e$). Krystaly, které mají všechny tři indexy lomu od sebe různé, se nazývají dvouosé.

3.3.2 Šíření světla v anizotropním krystalu

Mějme danou soustavu souřadnic x, y, z ve směru hlavních os krystalu. Rovinná vlna, šířící se ve směru osy z , je lineárně polarizovaná ve směru osy x . Šíří se fázovou rychlostí c_0/n_1 beze změny polarizace. Důvodem toho je, že elektrické pole má jenom jednu složku E_x , takže **D** je též orientováno do osy x , $D_1 = \varepsilon_x E_x$. Ve vlnové rovnici odvozené z Maxwellových rovnic se bude vyskytovat rychlost $(\mu_0 \varepsilon_0)^{-1/2} = c_0/n_1$. Vlna s lineární polarizací ve směru osy y by se šířila rychlostí c_0/n_2 . Zde vystupuje index lomu n_2 .

Zkusme se podívat, co se bude dít, bude-li se rovinná lineárně polarizovaná vlna šířit podél jedné z hlavních os (např. osy z) v libovolném směru roviny xy . Rozložme tuto vlnu na dvě lineárně polarizované vlny ve směru x a y (tzn. na dva normální módy). Tyto dva módy mají různou rychlost

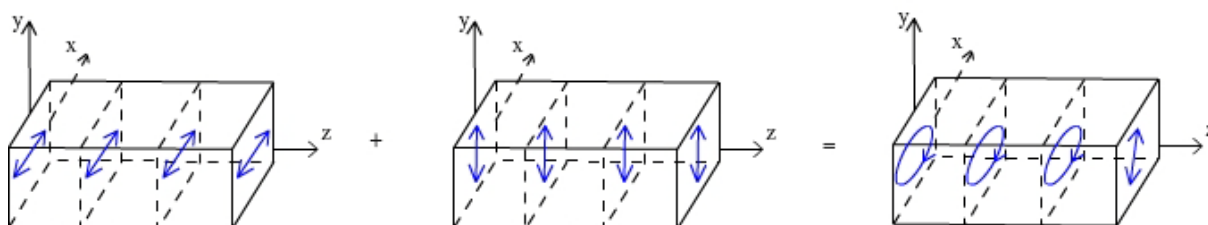
$$v_1 = c_0 / n_1, v_2 = c_0 / n_2$$

a získávají fázová posunutí

$\phi_x = k_0 n_1 d$, $\phi_y = k_0 n_2 d$ ve vzdálenosti d , kde $k = k_0 n_1$ je vlnové číslo.

Fázové zpoždění je tedy dáno vztahem

$$\phi = \phi_x - \phi_y = (n_2 - n_1) k_0 d.$$



Obr. 3.5 Superpozicí dvou lineárně polarizovaných vln s různými fázovými rychlostmi vznikne vlna elipticky polarizovaná.

Sečtením obou složek dostaneme elipticky polarizovanou vlnu (obr. 2.2).

Geometrickou reprezentací symetrického tenzoru druhého řádu (může to být např. tenzor elektrické permitivity ε) je kvadratická plocha (elipsoid). V hlavní soustavě souřadnic je tenzor elektrické permitivity diagonální a rovnice elipsoidu tak dostává tvar

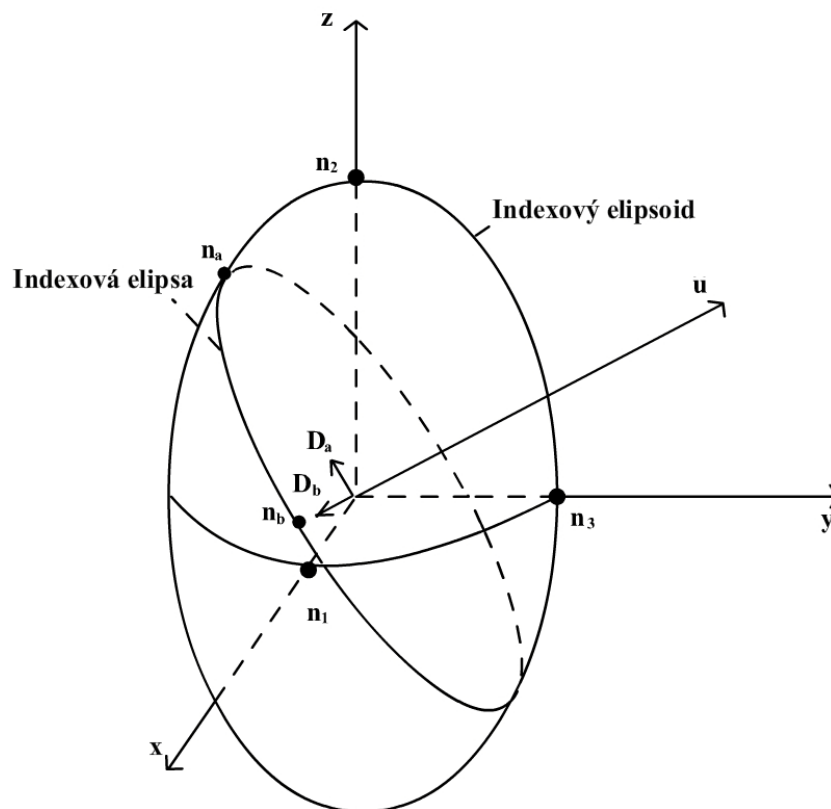
$$\varepsilon_1 \cdot x_1^2 + \varepsilon_2 \cdot x_2^2 + \varepsilon_3 \cdot x_3^2 = 1. \quad (3.17)$$

Zavedeme tzv. indexový elipsoid. V systému souřadných os je popsán rovnicí

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1, \quad (3.18)$$

kde $(1/n_1)^2$, $(1/n_2)^2$, $(1/n_3)^2$ jsou hodnoty tenzoru elektrické impermitivity $\eta = \varepsilon_0/\varepsilon$.

Obr. 3.6 ukazuje dva normální módy s indexy lomu n_a , n_b šířící se podél vektoru \mathbf{u} . Směry polarizací těchto módů mohou být určeny pomocí postupů založených na indexovém elipsoidu. Index lomu elipsoidu je popsán rovnicí (3.18). Protnutím roviny kolmé na směr vektoru \mathbf{u} a elipsoidu vznikne indexová elipsa. Hlavní poloosa je rovna indexu n_a , vedlejší n_b . Směry hlavní a vedlejší osy indexové elipsy jsou směry vektorů \mathbf{D}_a , \mathbf{D}_b . Ze vztahu (3.13) můžeme určit \mathbf{E}_a , \mathbf{E}_b .



Obr. 3.6 Určení normálních módů pomocí indexového elipsoidu.

3.4 Index lomu

Rychlost světla v v určitém prostředí o indexu lomu n je dána

$$v = \frac{c}{n}, \quad (3.19)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu.

3.5 Stáčení polarizační roviny

Jestliže prochází lineárně polarizované světlo některými prostředími, dochází k jevu, kdy se stáčí polarizační rovna. Tento jev je nazýván optická aktivita prostředí. Vyskytuje se u některých krystalů a také u mnoha organických kapalin nebo také u masa. Optickou aktivitu vykazují také opticky neaktivní látky, když je např. vložíme do magnetického pole.

Krystalické opticky aktivní látky mají takovou krystalickou strukturu, jejíž bodová grupa symetrie obsahuje šroubovou osu. Tato osa spojuje otáčení s translací. Ve směru takové osy se může šířit jenom kruhově polarizované světlo. Lineárně polarizované světlo dopadající na

krystal takovéto látky ve směru šroubové osy se rozloží na dvě kruhově polarizované složky. Pak je jedna takováto složka pravotočivá a druhá levotočivá.

Krystalografická šroubová osa však odpovídá jenom jednomu směru. Buď pravotočivému nebo levotočivému. Podél osy, která odpovídá určitému směru otáčení šroubu, se však světlo s pravotočivou a levotočivou polarizací šíří rozdílnou rychlostí. Z toho potom vyplývá, že index lomu n_p pravotočivě polarizovaného světla bude muset být různý od indexu lomu n_l levotočivě polarizovaného světla. Představíme si pak lineárně polarizovanou vlnu podle vztahu (2.6). Takováto vlna se pak v opticky aktivní látce rozloží na pravotočivě a levotočivě kruhově polarizované složky. Tento jev může být popsán následujícím vztahem

$$\begin{aligned} E_x^p(z) &= \frac{a_0}{2} \cdot \cos(\phi_p - \frac{\pi}{2}) = \frac{a_0}{2} \cdot \sin \phi_p, \\ E_y^p(z) &= \frac{a_0}{2} \cdot \cos \phi_p \end{aligned} \quad (3.20)$$

pro pravotočivě kruhově polarizovanou složku a

$$\begin{aligned} E_x^l(z) &= \frac{a_0}{2} \cdot \cos(\phi_l + \frac{\pi}{2}) = -\frac{a_0}{2} \cdot \sin \phi_l, \\ E_y^l(z) &= \frac{a_0}{2} \cdot \cos \phi_l \end{aligned} \quad (3.21)$$

pro levotočivě kruhově polarizovanou složku. Fáze pravotočivě a levotočivě polarizované vlny jsou $\phi_p = \omega t - k_p z$, $\phi_l = \omega t - k_l z$ s vlnovými čísly $k_p = n_p 2\pi/\lambda$, $k_l = n_l 2\pi/\lambda$.

Po překročení vzdálenosti d v opticky aktivní látce a za předpokladu, že z ní vlny vystupují do neopticky aktivního izotropního prostředí, jakým je např. vzduch, se obě kruhově polarizované vlny opět skládají ve výsledné vlnění. Výsledná intenzita elektrického pole ve směru x a y je

$$\begin{aligned} E_x &= E_x^p(d) + E_x^l(d), \\ E_y &= E_y^p(d) + E_y^l(d). \end{aligned} \quad (3.22)$$

Dosazením (3.22) do (3.20) resp. (3.21) a užitím součtových trigonometrických vzorců dostaneme

$$\begin{aligned} E_x &= a \cdot \sin(\frac{k_l - k_p}{2} d) \cdot \cos(\omega t - \frac{k_l + k_p}{2} d), \\ E_y &= a \cdot \cos(\frac{k_l - k_p}{2} d) \cdot \cos(\omega t - \frac{k_l + k_p}{2} d). \end{aligned} \quad (3.23)$$

Úhel výstupní vlny je tedy dán $\theta \equiv d(k_l - k_p)/2$. Fázi určuje vztah $\phi \equiv \omega t - d(k_l + k_p)/2$ a je společná pro obě složky E_x , E_y . Z rovnic (3.23) můžeme určit, že se na výstupu opticky aktivního krystalu objeví zase lineárně polarizované světlo. Toto světlo má však oproti

původní dopadajícímu lineárně polarizovanému světlu pootočenou rovinu polarizaci právě o úhel θ . Pro tento úhel platí

$$\theta = \frac{k_l - k_p}{2} d = \frac{\pi}{\lambda} (n_l - n_p) d \quad (3.24)$$

a nazývá se úhel stočení polarizační roviny. Jak je vidět z (3.24), tak tento úhel závisí přímo úměrně na dráze d . To je dráha, kterou vlna projde v opticky aktivním materiálu.

3.6 Stupeň polarizace

Stupeň polarizace P může být vypočítaný skrz výstupní intenzitu a hodnotu změřené intenzity ležící mezi -1 a 1. Představují snahu měřeného světla, aby bylo lineárně polarizované $\pm 45^\circ$. Použitím velikostí složek Stokesova vektoru je možné určit stupeň polarizace P jako

$$P = \sqrt{\frac{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}{S_0}}. \quad (3.25)$$

Stupeň polarizace nabývá maximální hodnoty $P = 1$ pro úplně polarizované světlo, $P = 0$ pro světlo úplně nepolarizované a $P \in (0,1)$ znázorňuje částečně polarizované světlo. Ze Stokesova vektoru pro stupeň polarizace můžeme vyjádřit stupeň lineární polarizace PL a stupeň kruhové polarizace PC ve tvaru

$$PL = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}}{S_0}, \quad (3.26)$$

$$PC = \frac{S_3}{S_0}.$$

Pro $P = 1$ dostaneme

$$\begin{aligned} S_0 &= E_{OH}^2 + E_{OV}^2 \\ S_1 &= E_{OH}^2 - E_{OV}^2 \\ S_2 &= 2E_{OH}E_{OV} \cos \phi \\ S_3 &= 2E_{OH}E_{OV} \sin \phi, \end{aligned} \quad (3.27)$$

kde E_{OH} , E_{OV} jsou horizontální a vertikální komponenty elektrického vektoru světla a ϕ je fázový posun mezi vertikální a horizontální složkou elektrického vektoru.

4 Šíření polarizovaného světla ve tkáních

Soustředme se nyní na charakter přenosu světla, který se může rozptýlit v látce jako jsou tkáně, protože předpokládáme silnou depolarizaci během šíření v takovéto náhodně nehomogenní látce. V praxi převládá názor, že nepravidelná struktura látky má za následek rychlou depolarizaci světla šířícího se ve tkáni. Proto jsou polarizační vlastnosti většinou zanedbány. Nicméně v určitých průhledných tkáních (oční tkáň, buněčné jednoduché vrstvy, sliznice a povrchové vrstvy kůže), je možné stupeň polarizace prošlého nebo odrazeného světla měřit, dokonce i v případech, kdy tkáň má značnou tloušťku. V takovém případě je možné získat informace o struktuře tkáně a buněčných celků z depolarizačního stupně původně polarizovaného světla, z transformace polarizačního stavu či výskytu polarizační složky v rozptýleném světle.

Pokud jde o praktické aplikace, věří se, že polarizační techniky způsobí zjednodušené zpracování optické tomografie v medicínských a jiných aplikacích ve srovnání s časově vyřešenými metodami a také navíc poskytne informace o zkoumané tkáni [8,9].

4.1 Anizotropní struktura tkáně

Mnoho biologických tkání je opticky anizotropních [10]. Ve tkáních dochází k dvojlomu zejména v důsledku lineární anizotropie tkáňových struktur, které tvoří extracelulární látka. Index lomu této látky je větší podél vlákna, než podél příčného řezu. Specifická tkáňová struktura je systém složený z paralelních válečků, které vytvářejí jednoosé dvojlomné médium s hlavní optickou osou rovnoběžnou s osou válečků. Existuje velká rozmanitost tkání, jako jsou oční rohovka, šlachy, chrupavka, oční bělmo, tvrdá plena mozkomíšní, svaly, nervy, sítnice, kosti, zuby, atd., u nichž se projeví dvojlom. Všechny tyto tkáně obsahují jednoosou nebo dvouosou dvojlomnou strukturu. Například v kostech a zubech jsou mineralizované struktury vznikající z hydroxyapatitových krystalů, které hrají důležitou roli v silně dvojlomných tkáních. Především sklovina zubu je setříděna do pole krystalů obklopených maticí bílkovina-tuk-voda. Docela správně orientované šestnáctihránné hydroxyapatické krystaly, zhruba o průměru 30-40 nm a až 10 μm dlouhé, jsou zhuštěné do organické hmoty tak aby se vytvořila tyčinka skloviny o celkovém příčném průřezu 4-6 μm . Elementární hranolek skloviny je orientovaný zhruba kolmo k rovině zubu. Zubovina je komplexní struktura, která je tvořená organickými trubičkami s vysoce mineralizovaným obalem. Rozměry trubiček jsou 1-5 μm a jejich hustota je kolem $(3-7) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

Šlacha se většinou skládá z paralelně zhuštěných kolagenních vláken, paralelná uspořádaných ve svazcích roztroušených s dlouhými eliptickými fibroblasty (vazivové buňky). Obecně mají

šlachové vlákna válcový tvar o průměru 20-400 nm. Uspořádaná struktura kolagenních vláken rovnoběžná s osou (předpoklad) dělá ze šlachy tkáň, na níž se velmi projevuje dvojlom.

Tepny mají mnohem komplexnější strukturu než šlachy. Průměrná vrstva se většinou skládá z blízce poskládaných jemných svalových buněk, jejichž střední průměr je 15-20 μm . Malé množství pojivové tkáně, včetně elastinu (nerozpustná strukturní bílkovina tvořící hlavní součást pružných -elastických vláken ve tkáních živočichů), kolagenu, síťových vláken, stejně jako vazivové buňky jsou umístěny v látce (medium). Vnější adventiciální vrstva se skládá z hustých vláknitých pojivových tkání. Adventicia (zevní brána žil i tepen) se převážně skládá z kolagenních vláken o průměru 1-2 μm a tenčích elastických vláken 2-3 μm . Stejně jako u šlach jsou válcový kolagen a elastické vlákna většinou seřazena podle jedné osy, čímž opět způsobují ve tkáních vznik dvojlomu.

Na druhou stranu myokard obsahuje vlákna, která jsou seřazena podél dvou různých os. Myokard se většinou skládá ze srdečních svalových vláken uspořádaných na ploše tak, že jsou ovínuté kolem srdeční komory a předsíně. U prasat je srdeční sval složený z podélně uložených vláken, jsou v cytoplazmě (o průměru 1 μm), střídavě obsahující válečkovité myofilamenty (pásky bílkovin uvnitř stažitelné části svalů, 6-15 nm v průměru) a asférické mitochondrie [11] (1-2 μm v průměru). Myokard je typicky dvojlomný, pokud je index lomu svalových vláken podél osy jiný než v příčném směru.

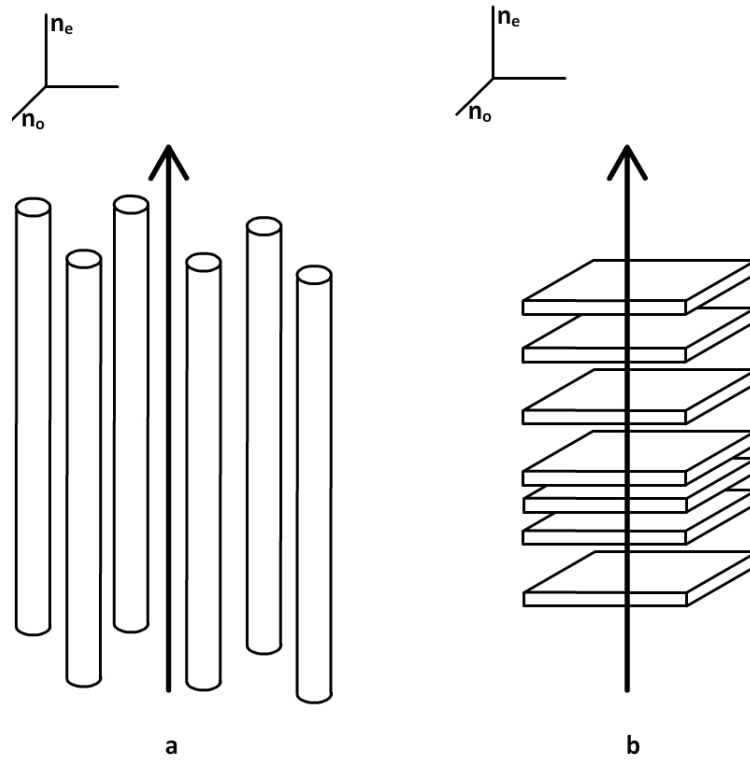
K dvojlomu dochází, když je relativní optická fáze mezi ortogonálními polarizacemi nenulová ve směru šíření rozptylu světla vpřed. Když nastane vícenásobný rozptyl šířící se ve směru vpřed, vzájemný fázový rozdíl nahromadí zpoždění (ϕ_{oe}), které je podobné tomu, jaké je v dvojlomných krystalických materiálech mezi kolmými polarizačními složkami. Uspořádané lineární struktury, u kterých roste fázové zpoždění, mohou být charakterizovány rozdílem (Δn_{oe}) efektivního indexu lomu pro světlo polarizované podélně a svisle k ose lineární struktury. Vliv tkáňového dvojlomu na šíření lineárně polarizovaného světla je závislý na úhlu mezi vyskytující se orientací polarizovaného světla a osou tkáně. Fázové zpoždění ϕ_{oe} mezi ortogonálními komponentami polarizace je úměrné vzdálenosti d prošlé rozptylovým prostředím [12]:

$$\phi_{oe} = \frac{2\pi d \Delta n_{oe}}{\lambda_0}. \quad (4.1)$$

Prostředí paralelních válečků je pozitivní jednoosé dvojlomné prostředí ($\Delta n_{oe} = (n_o - n_e) > 0$) s osou rovnoběžnou s osou válečků (obr. 4.1a). Tudíž v případě dopadu elektrického pole orientovaného rovnoběžně s osou válečku budeme paprsek nazývat extraordinární a v případě dopadu elektrického pole kolmo k ose válečku paprskem řádným. Rozdíl ($n_o - n_e$) mezi mimořádným a řádným indexem je míra dvojlomu skládajících se válečků. Pro Rayleighovu mez ($\lambda \gg$ rozměr válce) se dvojlom vyjádří pomocí [13]

$$\Delta n_{oe} = (n_e - n_o) = \frac{f_1 f_2 (n_1 - n_2)^2}{f_1 n_1 + f_2 n_2}, \quad (4.2)$$

kde f_1 je objemová část válců f_2 je objemová část základní hmoty a n_1, n_2 jsou odpovídající indexy lomu. Pro daný rozdíl indexů je maximální dvojlom očekáván pro přibližně stejné objemy tenkých válečků a základního materiálu. Pro systémy s velkým průměrem válečků ($\lambda \ll$ průměr válečku) se dvojlom blíží nule [14].



Obr. 4.1 Model dvojlomu ve tkáních: (a) systém dlouhých dielektrických válečků, (b) systém tenkých destiček.

Pro systém tenkých destiček (obr. 4.1b) je možné použít rovnici

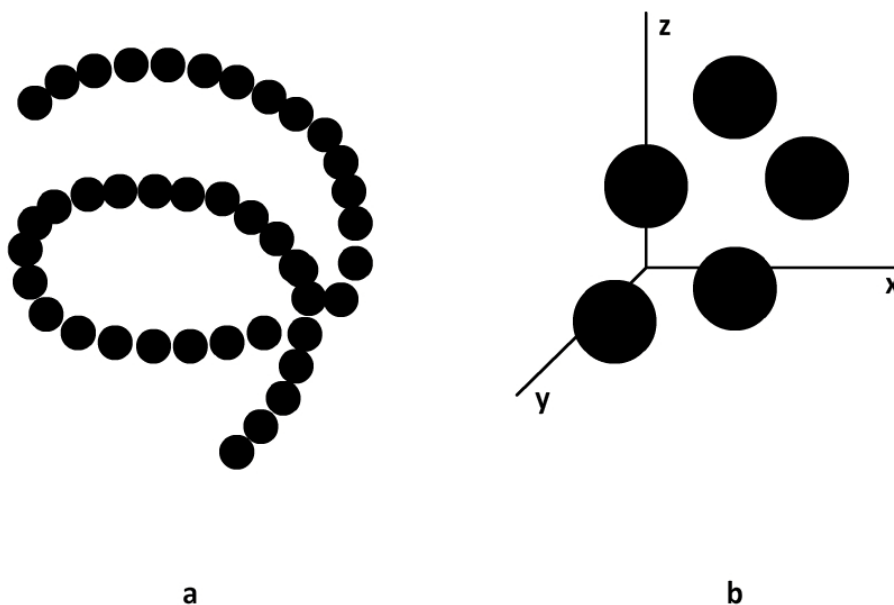
$$n_e^2 - n_o^2 = -\frac{f_1 f_2 (n_1 - n_2)}{f_1 n_1^2 + f_2 n_2^2}, \quad (4.3)$$

kde f_1 je část objemu obsazená destičkami, f_2 je část objemu základní substance a n_1, n_2 jsou odpovídající indexy lomu. To naznačuje, že se systém chová jako negativní jednoosý krystal s optickou osou rovnoběžnou obvykle s povrchem destičky. Dvojlom materiálu je používán v např. biologické mikroskopii jako nástroj pro studium struktury buněk. Podle znaménka rozdílu pozorovaného indexu lomu a pokud známe n_1, n_2 , tak můžeme odhadnout objem frakce zabraný určitým typem částic. Abychom rozdělili dvojlomu podle tvaru a materiálu částic, musíme znát indexy lomu částic a základní substance, protože při jejich rovnosti k dvojlomu nedojde.

Lineární dichroismus, tzn. rozdílné zeslabení vln pro dvě ortogonální polarizace v systému tvořeném dlouhými válečky nebo destičkami, je definován jako rozdíl mezi imaginárními částmi efektivních úhlů lomu. Záleží na vztahu mezi velikostí a optickými konstantami válečků nebo destiček, tyto rozdíly být kladné tak i záporné [15].

Vedle toho lineární dvojlom a dichroismus mnoha tkáňových komponent ukazují na jejich optickou aktivitu. Ve zkoumání polarizovaného světla má nesymetričnost molekul, pocházející z asymetrické molekulární struktury, za následek množství charakteristických důsledků označovaných jako optická aktivita [16]. Velmi známým projevem optické aktivity je schopnost stáčení roviny polarizace kolem osy šíření. Stupeň rotace závisí na koncentraci asymetrických molekul, délce dráhy v prostředí a vlnové délce světla. Například disymetrie, asymetricky zakódovaná ve vlastnostech polarizace světla procházejícího průhledným prostředím, umožňuje velmi citlivé a přesné určení koncentrace různých substancí.

V komplexní struktuře tkáně mohou být asymetrické celky částic, zvláště kulové částice, mohou být zodpovědné za optickou aktivitu tkáně [17] (obr. 4.2). Může být také sestaven propracovanější model anizotropní tkáně. Například rohovka může být reprezentována jako systém rovin anizotropních vrstev (destičky, plátky), z nich každá je složena z hustě naplněných válečků (vláken) (obr. 4.1a), jejichž optické osy jsou orientovány podél spirály. Tato vláknově-lamelová struktura rohovky je zodpovědná za lineární a kruhový dichroismus (dvoubarevnost) a závisí na úhlu mezi vrstvami [18].



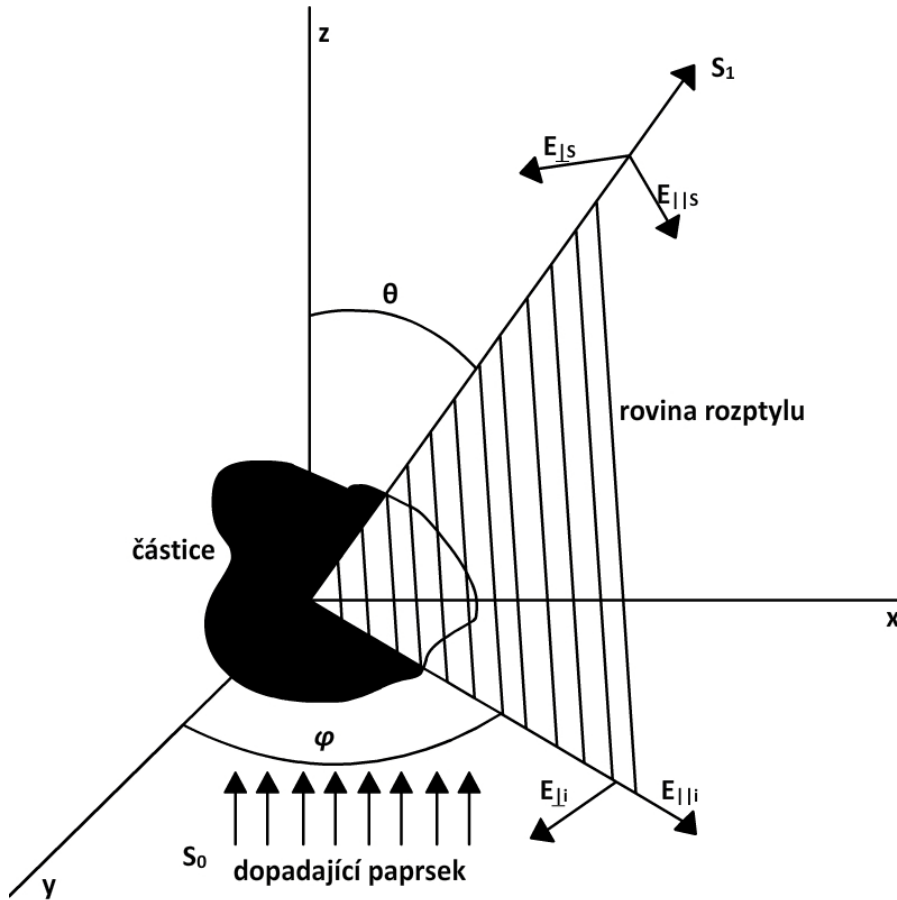
Obr. 4.2 Možné struktury asymetrických kulových částic způsobující optickou aktivitu.

4.2 Částice jako difuzor

Považujme transformaci jakéhokoli typu polarizace (lineární, kruhovou nebo eliptickou) v rozptylujícím prostředí s typickými optickými parametry a srovnajme hloubku proniknutí kruhové a lineární polarizace v různém prostředí. Za tímto účelem prověříme monochromatickou rovinnou vlnu dopadající na izolovaný difuzor [19]. Geometrie potřebná pro popis rozptýleného světla částicí je v obr. 4.3. Dopadající monochromatická rovinná vlna vychází ze spodu a šíří se v kladném směru osy z . Část světla je rozptýlena částicí podél směru šíření označená jako vektor S_I směrem k detektoru umístěném ve vzdálenosti r od částice. Směr rozptylu je definován úhlem rozptylu θ a směrovým úhlem φ . Rovina rozptylu je vytvořena vektorem S_I a osou z . Elektrické pole dopadajícího světla je v rovině x - y a může být rozloženo na složku rovnoběžnou $E_{\parallel i}$ a kolmou $E_{\perp i}$ v rovině rozptylu. Vektor elektrického pole a intenzita dopadajícího světelného paprsku jsou dány

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_{\parallel i} + \vec{E}_{\perp i} \\ I_i &= \langle \vec{E}_{\parallel i} \vec{E}_{\parallel i}^* + \vec{E}_{\perp i} \vec{E}_{\perp i}^* \rangle,\end{aligned}\tag{4.4}$$

kde hvězdička označuje časování a hranaté závorky označují časový průměr.



Obr. 4.3 Zobrazení roviny rozptylu na částici 148. Dopadající paprsek je rovnoběžný s osou z , detektor je umístěn ve vzdálenosti r podél vektoru S_I .

Elektrické pole rozptýleného světla je kolmé k vektoru S_I a může být opět rozloženo do dvou složek $\vec{E}_{\parallel s}$ a $\vec{E}_{\perp s}$, jedna je rovnoběžná a druhá kolmá na rovinu rozptylu. Vektor rozptýleného elektrického pole je pak tvaru

$$\vec{E} = \vec{E}_{\parallel s} + \vec{E}_{\perp s}. \quad (4.5)$$

Zde je přímý vztah mezi složkami dopadajícího a rozptýleného pole definovaného podle předchozích rovnic (4.4) a (4.5) [19]

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_{\parallel s} \\ \vec{E}_{\perp s} \end{bmatrix} = \frac{e^{ik(r-z)}}{-ikr} \begin{bmatrix} S_2 & S_3 \\ S_4 & S_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{E}_{\parallel i} \\ \vec{E}_{\perp i} \end{bmatrix}, \quad (4.6)$$

kde $k = 2\pi/\lambda$ je vlnové číslo, $\lambda = \lambda_0/n$ je vlnová délka rozptylujícího prostředí a n jeho index lomu, λ_0 je vlnová délka vakua, $i = -1^{1/2}$, r je vzdálenost od difuzoru k detektoru a z je souřadnice difuzoru. Komplexní čísla S_{1-4} jsou elementy amplitud rozptylové matice (S – matice) nebo Jonesovy matice [19]. Závisí na úhlu rozptylu a směrovém úhlu θ , φ a obsahují informaci o difuzoru. Amplituda i fáze musí být uměřeny k určení amplitudy rozptylující matice. Přímá měření členů matice může být uskutečněno použitím dvoufrekvenčního Zeemanova laseru, který produkuje dva laserové paprsky s malým frekvenčním rozlišením (kolem 250 kHz) a s ortogonální lineární polarizací nebo koherentní optickou termografií (OTC) [20].

5 Elektrické vlastnosti masa

Doposud jsme studovali vlastnosti biologických vzorků a konkrétně masa z optického hlediska. Jaký vliv má medium na optické vlastnosti procházejícího nebo odraženého paprsku, co se děje s polarizací, jevy nastávající při interakcích s takovým nehomogenním prostředím. Zaměříme se nyní na vlivy biologických vzorků, hlavně masa, které ovlivňují elektrické vlastnosti.

5.1 Popis masa podle elektrických vlastností

Elektrická impedance je vlastnost materiálu, která brání toku proudu. Tato frekvenčně závislá impedance se skládá z odporové a kapacitní části, které vyjadřují určité dielektrické vlastnosti media. Dielektrické vlastnosti reprezentují interakce s elektromagnetickým polem. Dielektrické vlastnosti zahrnují permitivitu (interakce se střídavým elektrickým polem) a permeabilitu (interakce s magnetickým polem). Obojí jsou komplexní parametry rovnice $z = x + iy$, kde reálná část $\text{Re}\{z\} = x$ zobrazuje amplitudu materiálu akumulované elektromagnetické energie a imaginární část $\text{Im}\{z\} = y$ představuje tlumení. Dielektrické vlastnosti materiálu existují při libovolné frekvenci elektromagnetického pole, které je materiál vystaven. Vlastnosti mohou být studovány od velmi malých frekvencí (VLF) až k ultra vysokým frekvencím (UHF). V souladu s frekvenčním rozsahem mohou být implementovány různé měřicí techniky, které jsou schopny rozeznat jevy nebo stupně složení. Nejjemnější stupně struktur se dosahují použitím vysokých frekvencí, jejichž stupeň koresponduje s prvky větších velikostí, které jsou zkoumány nízkými frekvencemi.

5.2 Současný stav poznání

V současné době nemáme dostatek relevantních znalostí o elektrických jevech v masě. To může být částečně vysvětleno tím, že dodnes provedené studie byly směřovány k rychlé detekci defektů. Někteří vědci použili měření impedance za účelem detekce slabé exsudační (výpotkové) meze masa [21], kdy bylo impedanční chování zkoumáno ve vztahu k pH. Další výzkumy se zaměřovaly na průzkum detekce dříve zmrazeného masa [22]. Výsledky ukázaly nárůst konduktance (inverze impedance) u rozmrazeného masa, změny dielektrických vlastností buněčných membrán a modifikaci struktury umožňující výbornou pohyblivost iontů. Mimo to od 70. let bylo uskutečněno mnoho studií posmrtného vývoje elektrických vlastností masa. Ukázalo se, že impedance svalu rychle klesala v období před mražením u hovězího a vepřového masa a pomaleji během následného tuhnutí [23]. Impedanční změny před zmrazovací (tuhnutí) fází byly spojovány s modifikacemi membrán, ale impedanční změny během následujícího zmrazení(tuhnutí) nebyly dostatečně vysvětleny, ačkoli bylo

ukázáno [24], že je zde blízká vazba mezi poklesem elektrické impedance a mechanickou resistencí během zrání. Impedanční chování během zrání odráží hlavně změny, ke kterým dochází ve struktuře masa [25]. Tyto změny souvisejí s myofibrilovou (svalové vlákna) strukturou, buněčnou kostrou a membránami.

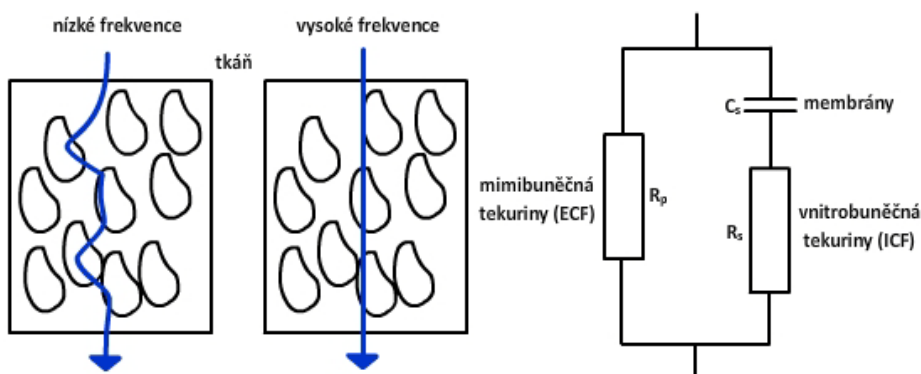
5.3 Maso jako anizotropní prostředí

Svalovina má silně anizotropní strukturu tvořenou a organizovanou elementy různých velikostí. Na svaly je možno pohlížet jako na směs sítí svalových vláken obklopených pojivovou tkání. Tato vlákna obsahují uspořádané myofibrily (svalová vlákna). Každé svalové vlákno (nebo svalová vlákna) je obklopeno jemnou vazivovou obálkou. Tyto různé svalové složky představují několik strukturálních úrovní, které mají vysoce rozdílné elektrické a dielektrické vlastnosti. Permittivita pojivové tkáně je podobná měření na šlaše což izoluje, zatímco malé množství zúčastněné pojivové tkáně znamená, že permittivita vláken je srovnatelná s permittivitou masa [26]. Z elektrického hlediska může být maso jednoduše nahrazeno polem podlouhlých vodivých buněk (jeho elektrická vodivost - konduktivita je hlavně způsobena výskytem Na^+ , K^+ a Cl^- iontů) izolovaných od sebe izolační membránou. V případě zrání masa elektrická impedance rychle klesá v době před mražením, protože změny membrány vedou k zvýšení pórovitosti. Biologické tkáně, hlavně maso, jsou anizotropní, tj. jejich impedance se mění s velikostí proudu protékajícího podélně nebo příčně svalovým vláknem [27]. Strukturální změny masa, které nastávají během zrání před tuhnutím a po tuhnutí rozpadem bílkovin, neovlivňují jenom mechanické, ale také elektrické a dielektrické vlastnosti masa. Obzvláště během ztuhnutí při zrání dochází k rozkladu v proteinech, které produkují strukturální trhliny stejně jako rozklad svalových vláken a degradace buněčné kostry. Tyto modifikace vedou ke snížení elektrické anizotropie masa ve vztahu ke zmenšující se resistenci svalových vláken.

5.4 Senzory pro měření elektrické impedance masa

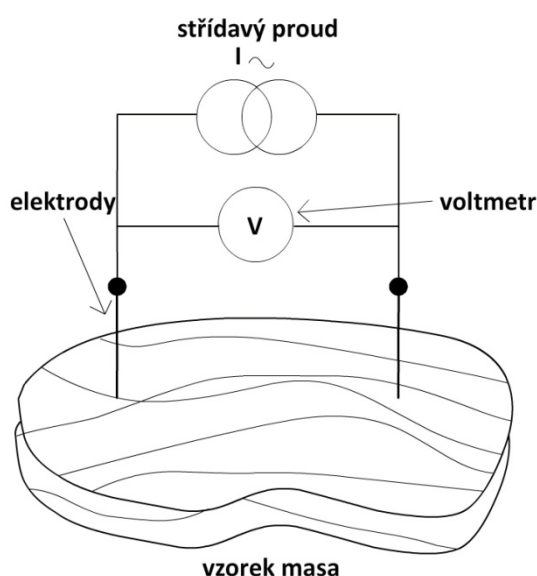
Elektrické a dielektrické vlastnosti masa nám mohou poskytnout vnitřní pohled na strukturu a funkční vlastnosti biologických tkání. Elektrická konduktivita a permittivita jsou frekvenčně závislé fyzikální parametry a v mikroskopickém měřítku převládající jevy jsou toky nabitých iontů, vnitřní polarizace a relaxační jevy vytvořené bipolární rotací a rotací částí makromolekul. Standardní způsob analýzy a modelování těchto jevů je považovat biologickou tkáň jako více nebo méně homogenní suspenzi buněk v ionizovaném kapalném mediu. Model popsany Frickem [28] přirovnává složky biologických tkání (membrány, vnitrobuněčné tekutiny - IFC a mimobuněčné tekutiny -ECF) k pasivním elektrickým

prvkům (rezistor, kapacitor) zapojených sériově nebo paralelně (obr. 5. 1). V tomto modelu R_p a R_s představují rezistence ECF a ICF, resp. C_s je kapacita buněčných membrán. Polární impedanční spektroskopická studie biologické tkáně, v tomto případě masa, podává dostatek informací o struktuře uspořádání biologických a fyzických stavů různých komponent. Na nízkých frekvencích je anizotropie silně patrná. Impedance v příčném směru k pórovitosti



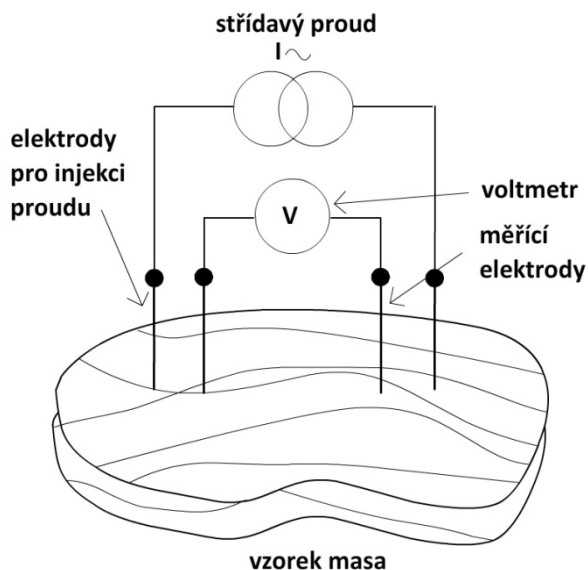
Obr. 5.1 Frickův model tkáně a elektrický proud protékající tkání.

svalových vláken je zhruba dvojnásobná než v podélném směru [27]. Anizotropie se snižuje při vysokých kmitočtech, kde buněčné membrány již netvoří elektrické bariéry. Impedance tedy jenom odráží charakteristiky uvnitř mimobuněčných médií. Nejjednodušší a obvykle používaná metoda pro měření impedance Z je bipolární metoda, používající dvě elektrody k vybuzení elektrického proudu I v obvodu a k měření napětí V mezi těmito dvěma elektrodami (obr. 5.2).



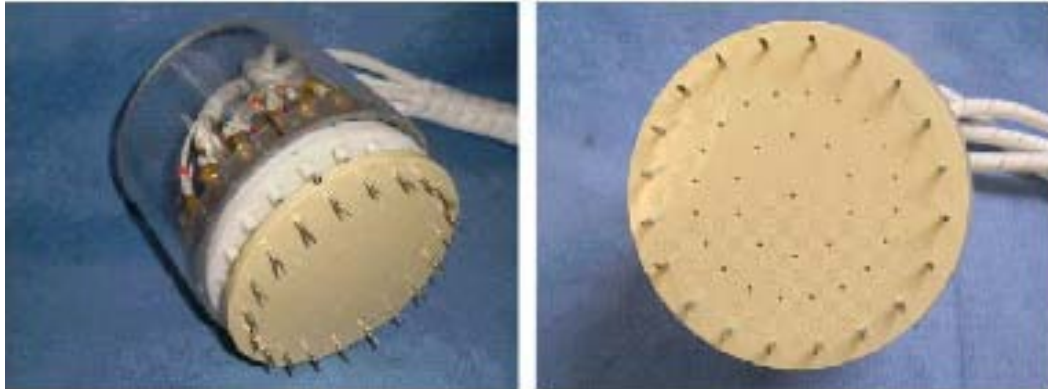
Obr. 5.2 Impedanční měření pomocí bipolární metody.

K výpočtu elektrické impedance se aplikuje Ohmův zákon $V = ZI$. V případě bipolárního systému používajícího dvě elektrody mohou vznikat symetrické chyby při měření napětí mezi elektrodami [29]. To je způsobeno vlivem polarizace v okolí elektrod a pohyblivost iontů se různí vlivem částečné elektrolyzy. Výsledek této parazitní kapacitní impedance se objevuje na hranici kontaktu elektroda-vzorek a představuje parazitní napětí, které při nízkých frekvencích klesá. Jedním způsobem jak toto redukovat je vyvolat nulový proud měřícím obvodem. Toho může být dosaženo pomocí čtyřpólového měření, při kterém proud teče dvěma injekčníma elektrodami a napětí je měřeno na druhých dvou elektrodách (obr. 5.3).



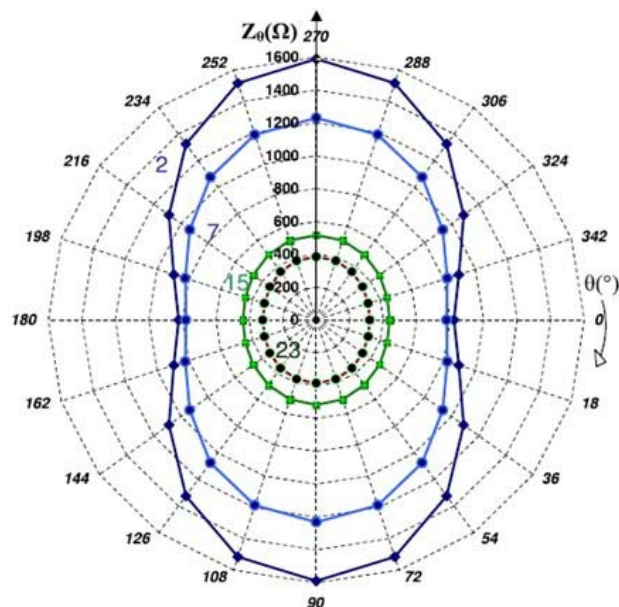
Obr. 5.3 Impedanční měření pomocí čtyřpólové metody.

Jako příklad vhodného senzoru pro měření elektrické anizotropie masa pomocí vhodné metodologie spojené s nezávislým měřícím systémem, může být kruhový bipolární nebo čtyřpólový snímač. Byl navržen senzor [30] kruhové geometrie, který jednoduše poskytuje velké množství měření v různých směrech vzhledem k původnímu směru vláken. Senzor je umístěn pod dvěma otočnými sondami různých průměrů, které využívají bipolární nebo čtyřpólovou technologii. Tento snímač měření impedance bipolární metodou je na obr. 4. Je sestaven z dvaceti nerezových ocelových jehlových elektrod ($L = 1.5$ cm, $2r = 1.5$ mm) rovnoměrně rozmístěných po obvodu senzoru o průměru 8 cm. Při měření impedance jsou postupně přepínány dvě elektrody stojící proti sobě v radiálním směru.



Obr. 5.4 Sonda P1 s 20 elektrodami, používající bipolární metodu [30].

Naměřené výsledky jsou vykresleny do polárního diagramu (obr. 5.5), který ukazuje hodnoty impedance podél radiálního směru.



Obr. 5.5 Impedanční diagram na 10 kHz hovězích břišních svalů – RA, zestárých 2, 7, 15 a 23 dnů. Měřených sondou P1 [28].

Polární reprezentace je charakterizována rovnicí

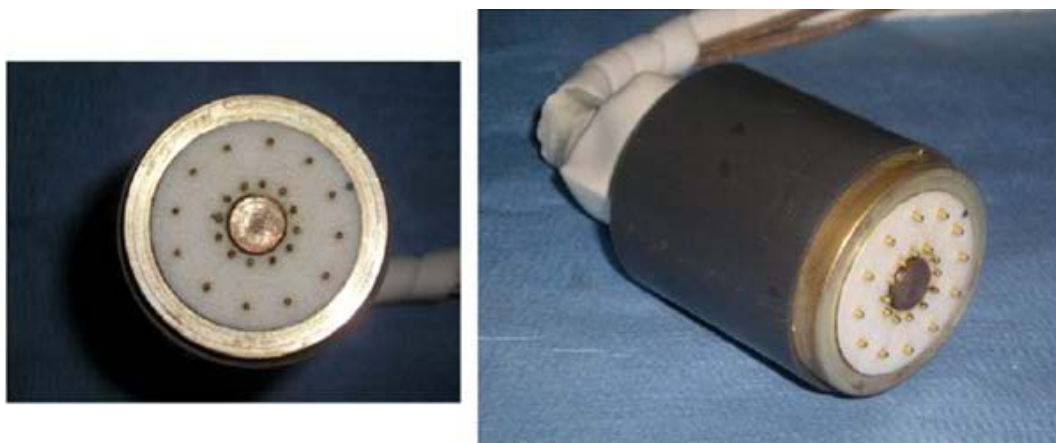
$$Z_{\theta} = Z_{\parallel} \cos^2 \theta + Z_{\perp} \sin^2 \theta, \quad (5.1)$$

kde Z_{θ} je měřená impedance ve směru úhlu θ s osou svalových vláken, Z_{\parallel} je minimální impedance (měřená paralelně s vlákny svalu) a Z_{\perp} je maximální impedance (měřená napříč vlákny svalu). Když se vykreslí impedance v závislosti na orientaci vláken, tak radiální diagramy anizotropie mají obdélníkovou podobu. Impedance je nejnižší v ose paralelní k vláknům masa a snižuje se s dobou tuhnutí, protože uvolňuje elektrolyt obzvláště

v mimobuněčné části. Dochází k degradaci ve složení vlákna a ke zvýšení permeability buněčné membrány, k níž dochází během ochlazení masa a výsledek je, že příčná impedance vlákna je stejná jako podélná. Výsledek je zobrazen na diagramu.

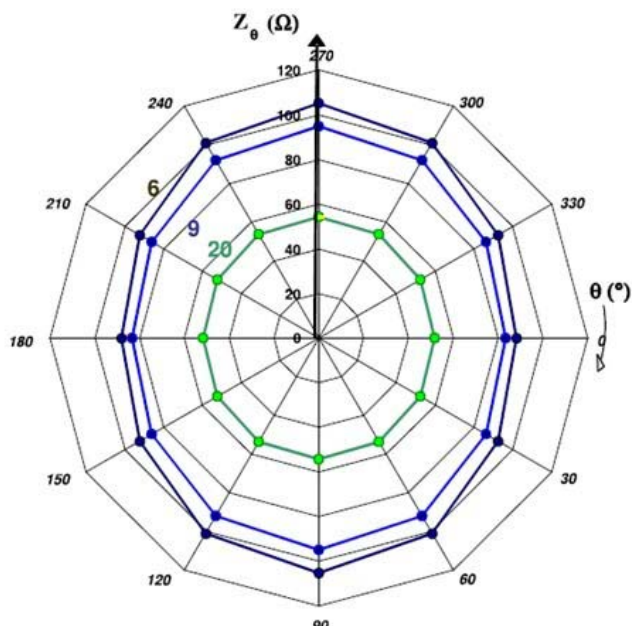
Alternativou je použití čtyřpólového kruhového snímače P2. Tento snímač byl vyvinut se stejným cílem a omezením jako P1. Jeho výhodami jsou menší rozměry (průměr 4 cm; délka válečku = 5 cm) a implementace čtyřpólové technologie (obr. 5.6).

Všech 24 neinvazivních měřících elektrod (délka 1 mm, průměr elektrody 0,8 mm, 8 mm vzájemná vzdálenost elektrod) je pozlaceno. Vnější proud vstřikující elektroda má korunový tvar (vnější průměr 3,8 cm; vnitřní průměr 3 cm), vnitřní má cvočky a obě jsou postříbřené (průměr 0,8 cm) [30]. Elektrodové výztuže jsou vyrobeny z izolujícího teflonu.



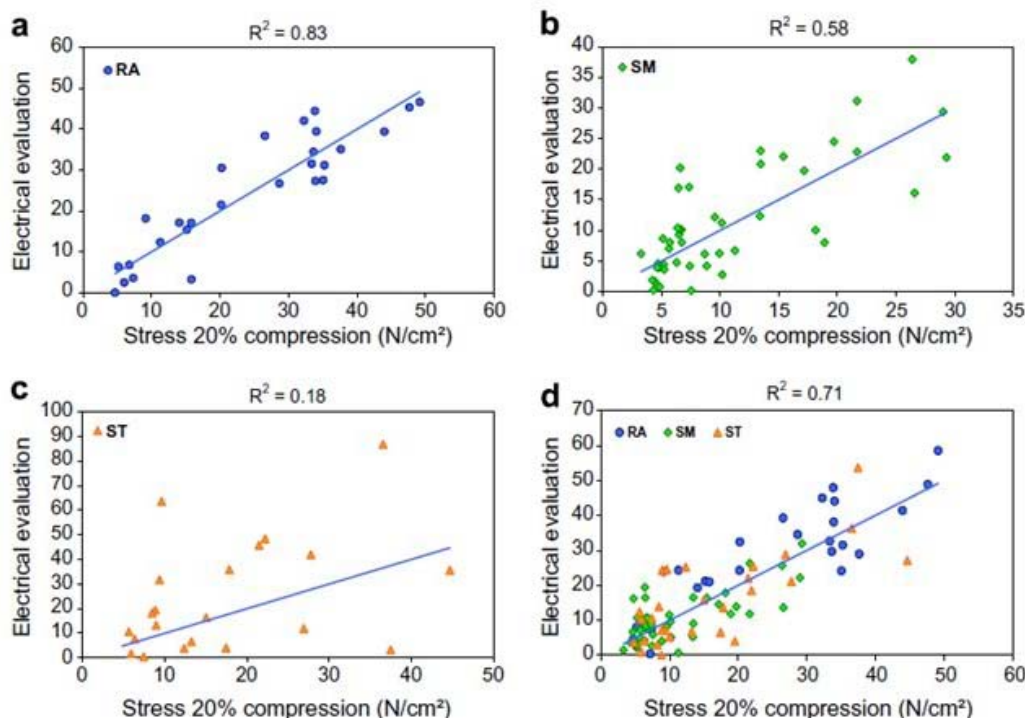
Obr. 5.6 Sonda P2 se 24 elektrodami, používající čtyřpólovou metodu [30].

Tento senzor se uplatní v jednoduchých aplikacích, kdy může provést 12 měření po 30°. Podobně jako v případě snímače P1 jsou získány hodnoty impedance v polárním diagramu (obr. 5.7). Vliv chyb je v případě P2 menší než s P1, a to zásluhou anizotropního koeficientu a rozdílu mezi maximem a minimem impedance.



Obr. 5.7 Impedanční diagram na 10 kHz hovězích břišních svalů – RA, zestárých 6, 9 a 20 dnů. Měřených sondou P2 [30].

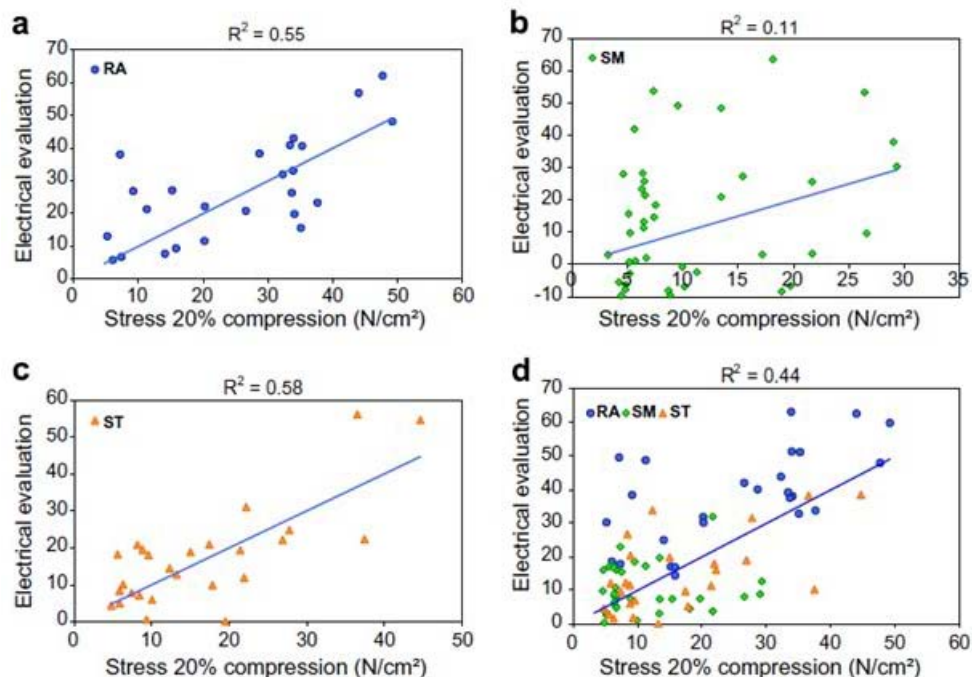
Impedanční měření bylo uskutečněno použitím dvou sond P1 a P2, které byly schopny zvládnout 10 a 12 úhlově pravidelných měření po 18°(P1) nebo 30°(P2). Pokud jde o sondu P1, tak průběh stárnutí, zjišťovaný pomocí elektrického impedančního měření, u hovězích břišních svalů – RA, příčných břišních svalů – SM a stehenních svalů – ST, je zobrazen v obrázku (5.8 a-c), a v obrázku (5.8 d) pro skupinu soubor všech tří zkoumaných svalů RA, SM a ST [30].



Obr. 5.8 Vypočtená impedanční zátěž získaná sondou P1 na: hovězích břišních svaľech – RA (a), příčných břišních svaľech – SM (b), stehenních svaľech – ST (c, d) [30].

Při stárnutí masa, a při použití sondy P1, je patrná vysoký stupeň regrese R^2 mezi hodnotami impedance a mechanického namáhání u všech svalů (RA, SM, ST). Hodnoty regrese byly uspokojivé u všech s výjimkou pološlašitých stehenních svalů ST (RA: $R^2 = 0,83$, SM: $R^2 = 0,58$ a ST: $R^2 = 0,18$).

Tyto senzory poskytují obzvláště dobrou účinnost při pozorování stavu vzorků, dokonce při redukci parametrů a to i v případě, kdy seřadíme specifickou skupinu podle typu svalu nebo pro skupiny svalů. Pro zralé i nezralé svaly byla dosažena 90 % úspěšnost odhadu. Obr. 5.9 zobrazuje statistické výsledky získané pomocí sondy P2 pro RA, SM, TM svaly (obr. 5.9.a-c) a pro skupinu RA, SM, TM svalů (5.9.d). Při použití sondy P2 zde byla mírná odchylka společná všem studovaným svalům $R^2 = 0,44$ a výsledky svalových druhů byly uspokojivé kromě stehenních svalů poloblanitých (RA: $R^2 = 0,55$, SM: $R^2 = 0,11$ a ST: $R^2 = 0,58$). Ukazuje se, že obě sondy P1 a P2 poskytují lepší výsledky při měření RA svalů než pro ostatní. To může být vysvětleno hustějším uspořádáním vláknové struktury RA svalů s porovnáním SM a TM svaly. Rozdílné výsledky u RA, SM, TM svalů mohou mít také příčinu v rozdílu obsahu kolagenu i v uspořádání struktury jednotlivých typů svalů. Ta zavádí impedanční omezení obzvláště v příčném směru, čímž maskuje měření elektrických vlastností vlákna. Tyto odchylky mohou být vysvětleny rozdíly mechanického napětí v jednotlivých typech svalů v počátku tuhnutí [31].



Obr. 5.9 Vypočtená impedanční zátěž získaná sondou P2 na: hovězích břišních svalech – RA (a), příčných břišních svalech – SM (b), stehenních svalech – ST (c, d) [30].

Podobně jako v případě sondy P1 vedly zde třídící testy ke třem stavům tříd stárnutí, které byly aplikovány na všechny vzorky v databázi (trojí měření po 104 svalech). Sonda P2 nicméně ukázala slušné výsledky při třídění vzorků do těchto tří tříd stárnutí. I když v 80 % mezích pro správné třídění nebyl odhad tak dobrý, jako u P1, nicméně to bylo kompenzováno přímým použitím, menšími rozměry a menší invazivností měřících elektrod. Relativně slabší výkon sondy P2 se dá také vysvětlit malým objemem tkáně testované měřícími elektrodami. Malá vzdálenost mezi elektrodami u P2 (0,8cm) se nedá srovnávat se vzdáleností u P1 (8cm). Elektrická pole nejsou stejná a proud nemůže téct stejně jako u dvou sond [30]. Proud teče přímo mezi elektrodami v případě P1, ale v případě P2 teče velké množství proudu po obvodu mezi sondami P2, což může místně ovlivnit impedanční měření. Výpočetní model proudových polí pro sondu P2 bude předmětem dalšího studia pro zlepšení efektivity.

Tyto poznatky vedou o krok blíže k realizaci spolehlivého systému, který by umožnil v masném průmyslu kontrolu stárnutí masa použitím posmrtného anizotropního chování impedance v mase.

6 Měření

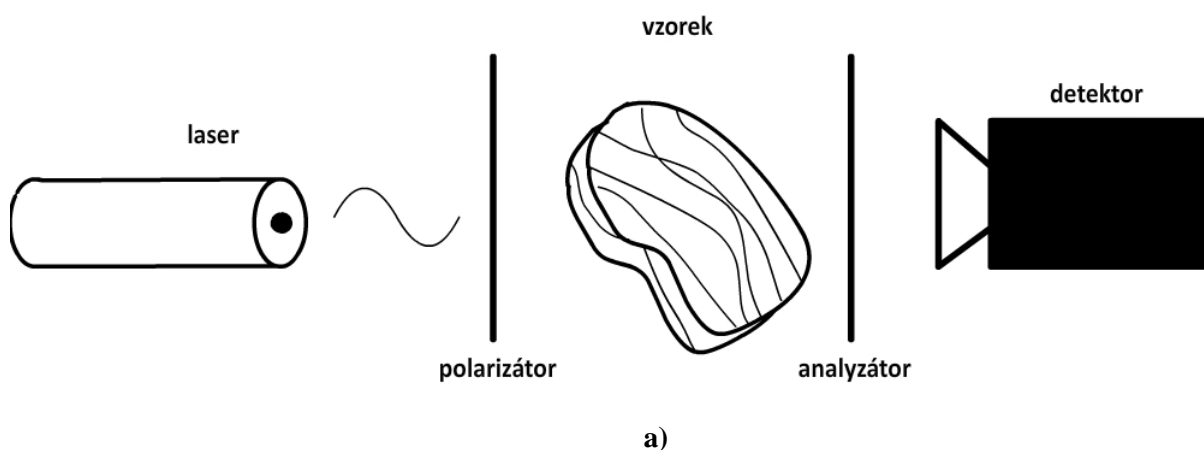
6.1 Metoda měření

Jak již bylo zmíněno výše, cílem našeho měření bylo pozorování změny stavu polarizace světla při interakci s biologickým vzorkem. Tento vzorek byl vystaven zrychlenému stárnutí. V našem případě jsme použili několik vzorků vepřového masa, kuřecího a homogenní strukturu šunky.

Informační obsah světla obsahuje tři významné parametry,

- intenzitu signálu,
- lineárně a
- kruhově polarizovaný signál.

Při pokusu jsme pozorovali, jak velká intenzita světla prošla vzorkem v závislosti na měnící se polarizaci světelného svazku. Dále jsme chtěli zjistit, jak se projeví nebo změní interakce světla, když necháme biologický vzorek „zestárnout“ o jeden den. Při měření byla



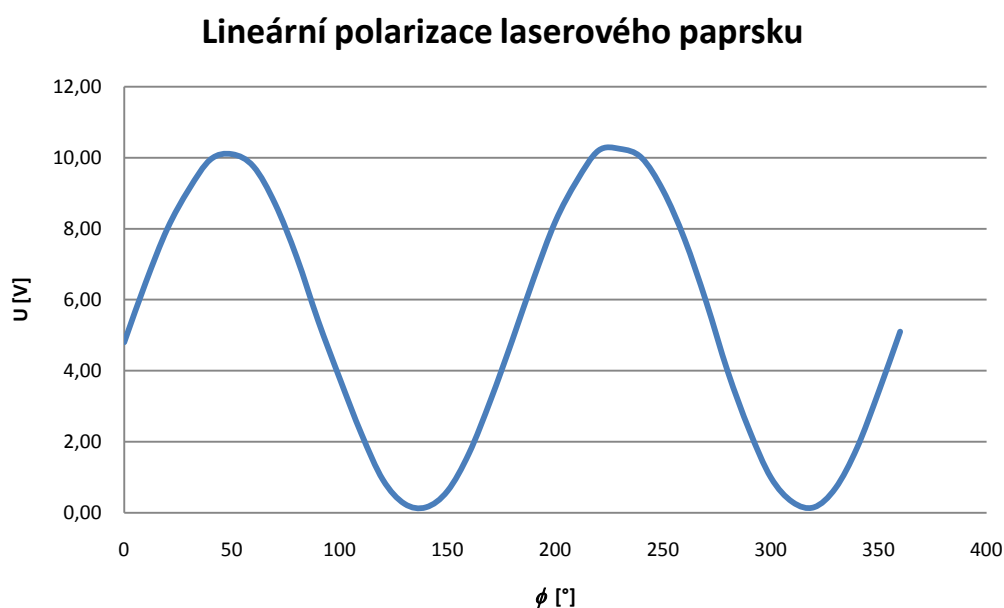
Obr. 6.1 a) Schéma měřicí soustavy **b)** měřicí soustava v laboratoři.

použita konfigurace zdroj – vzorek – polarizační destička (analyzátor) – Ge detektor spojený s voltmetrem (obr. 6.1). Vyzařované lineárně polarizované ze zdroje (polovodičový červený laser $\lambda = 635 \text{ nm}$) dopadalo na vzorek (tenká vrstva masa o tloušťce 2 mm) [32]. Průchodem světla vzorkem došlo k depolarizaci, tj. původně lineárně polarizované světlo se změnilo na lineárně a kruhově polarizované. Toto depolarizované záření bylo analyzováno natáčením druhé polarizační destičky v rozsahu $0^\circ - 360^\circ$ po 10° . Vzorek se nechal jeden den urychleně stárnout při teplotě $t = 26^\circ\text{C}$ a měření se po 24, resp. 72 hodinách zopakovalo.

6.2 Experiment se vzorkem vepřového masa

Hlavním cílem tohoto měření bylo pozorování změny stavu polarizace světla při interakci s biologickým vzorkem, který byl vystaven zrychlenému stárnutí. Abych ověřil platnost hypotézy změny polarizace světla, zkoumal jsem nejprve závislost průchodu světla ideálním difuzorem. Na obr. 6.2. je ukázána lineární polarizace ze zdroje laserového světla. Je popsána dle Malusova zákona [1]

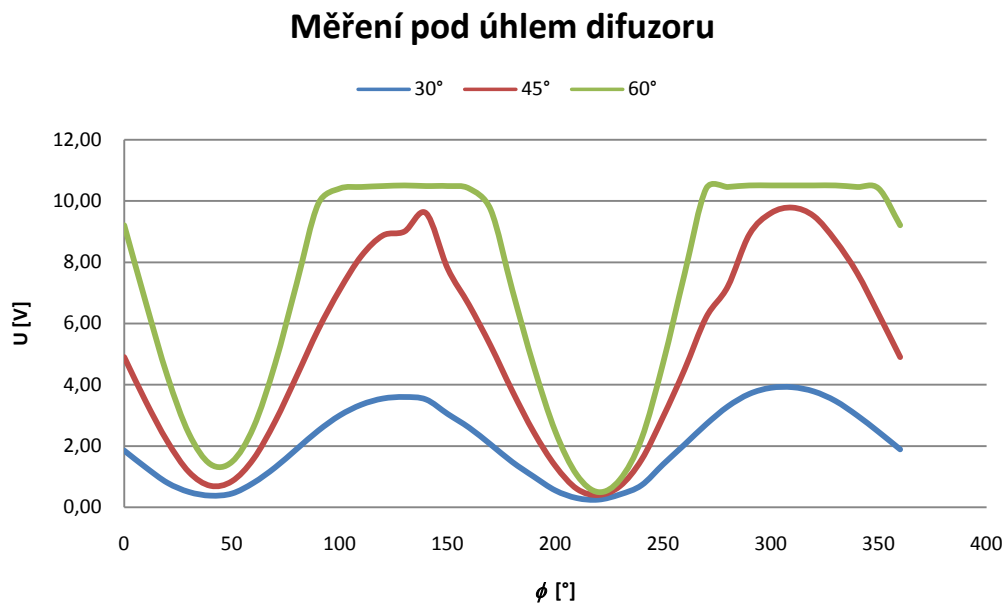
$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (5.2)$$



Obr. 6.2 Lineární polarizace.

Posléze jsem dal před laserový zdroj difuzor. Postupným natáčením úhlu difuzoru jsem simuloval změnu tloušťky vzorku ($d = 1,5 \text{ mm}, 2 \text{ mm}, 3 \text{ mm}$). Porovnáním s lineárně polarizovaným světlem ze zdroje došlo k posunu maximálních a minimálních hodnot o 80° (obr. 6.3) [32]. Z obrázku je také patrné, jaký vliv měla měnící se tloušťka difuzoru na

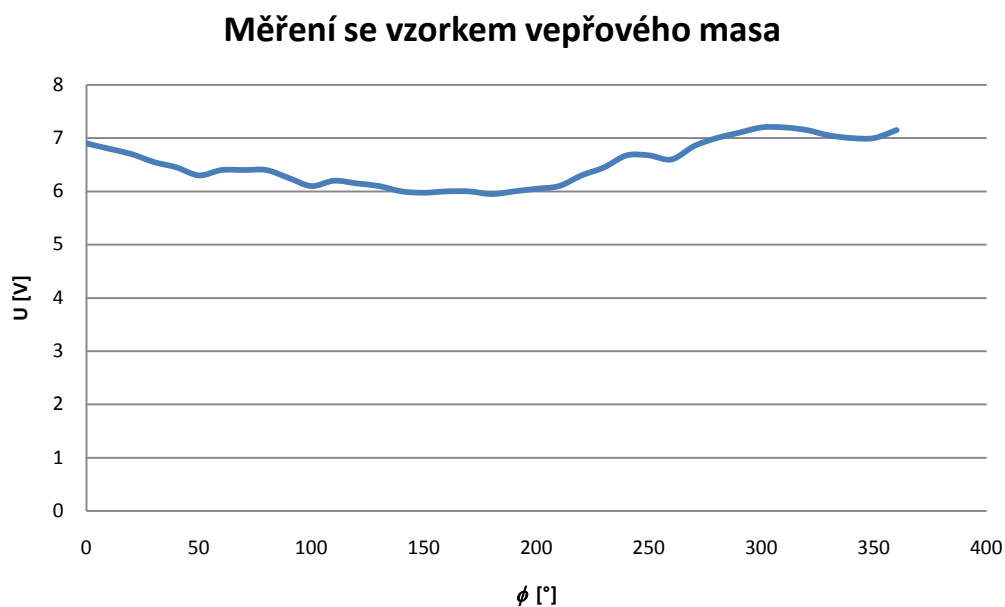
procházející světlo. Intenzita klesala s rostoucí tloušťkou (zelený průběh pro 1,5 mm je zkreslený díky přesycení detektoru).



Obr. 6.3 Polarizace vlivem tloušťky difuzoru.

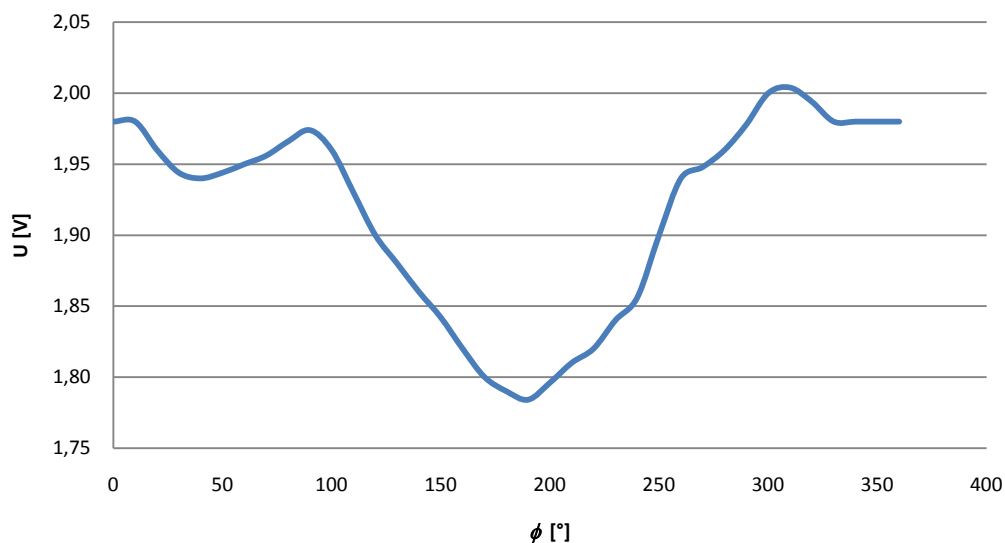
Prokázalo se tedy, že průchodem světla přes difuzor se mění polarizace z lineární na kruhovou díky fázovému posunu.

Nejprve jsme zkoušeli detekovat jaký vliv bude mít vzorek na odražené světlo.



Obr. 6.4 Závislost stavu polarizace odraženého světla na úhlu otočení analyzátoru (čerstvý vzorek).

Měření se vzorkem vepřového masapo jednom dnu

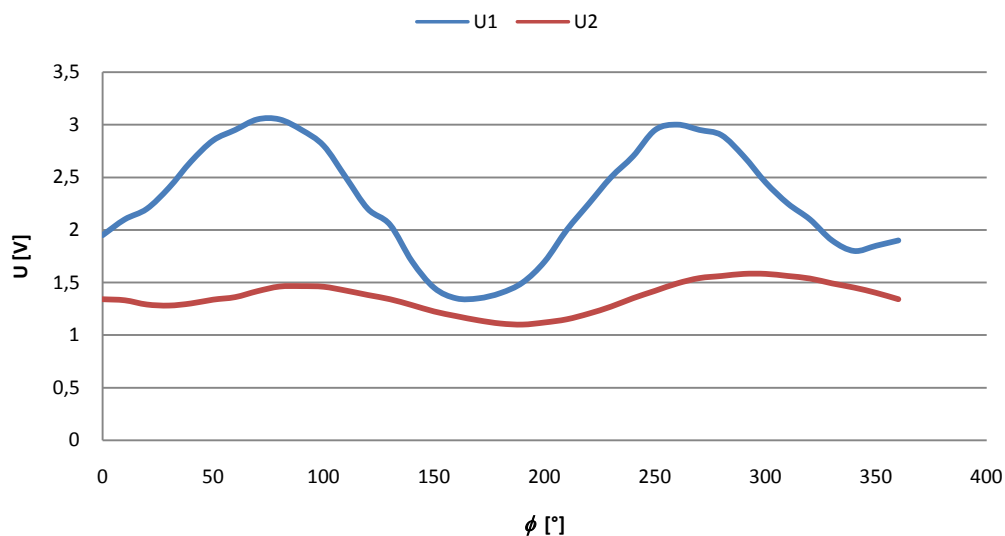


Obr. 6.5 Závislost stavu polarizace odraženého světla na úhlu otočení analyzátoru (vzorek po jednom dnu).

To zobrazuje obr. 6.4. Signál je zkreslen, ale můžeme si všimnout výrazného minima, které se opět posunulo o hodnotu asi 50° . Problém však nastal při měření odraženého světla na zrychleně zestárlém vzorku. Tady se v podstatě informace ztratila. Informace, získaná ze signálu, byla velmi slabá (obr. 6.5).

Jelikož jsem nedokázal zachytit odražené světlo, které by mělo být teoreticky vhodnější ke studiu těchto jevů, zkoumal jsem prošlé světlo (obr. 6.6).

Závislost napětí detektoru na úhlu

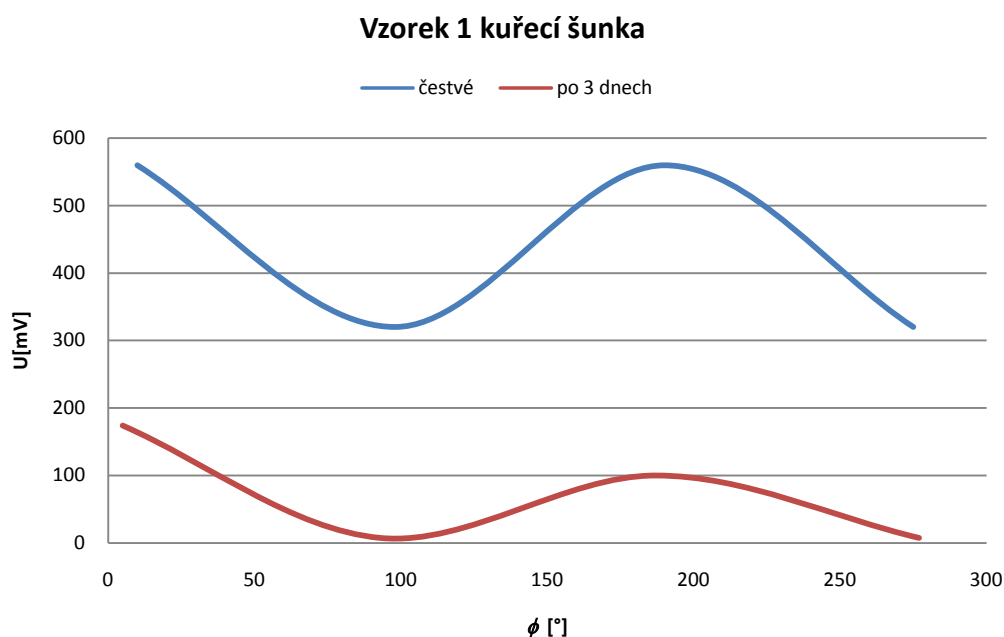


Obr. 6.6 Závislost stavu polarizace na stárnutí vzorku (U_1 - čerstvý vzorek, U_2 – po 1 dnu) [32].

Ze získaných výsledků vidíme, jak se projevuje vliv vysychání biologického vzorku, tj. snižování obsahu vody v buňkách s časem [33]. Křivka U1 ukazuje průběh stanovený přibližně Malusovým zákonem [1], který platí pro polarizaci lineárně polarizované světla. Z ní je možné určit propustnost vzorku. Projevuje se dichroismus – různá velikost absorpce světla, které se šíří ve vzorku daným směrem podle orientace vektoru \mathbf{E} světla. Přitom se hodnoty napětí na detektoru mění v rozsahu 1,7-3,05 V. Křivka U2 se mění v rozmezí 1,1-1,58 V vzhledem k tomu, že se zvětšila absorpce. Vidíme, že dochází k poklesu podílu lineární polarizace a nárůstu kruhové polarizace, proto je průběh křivky mělkší. Vysycháním vzorku se také snižuje jeho odrazivost. Významným závěrem je, že přitom dochází k posuvu maxima polarizace přibližně o 20° . Zkoumání tohoto jevu by tedy mohlo být vhodným prostředkem ke zkoumání stárnutí biologických vzorků.

6.3 Experiment s jinými druhy masa

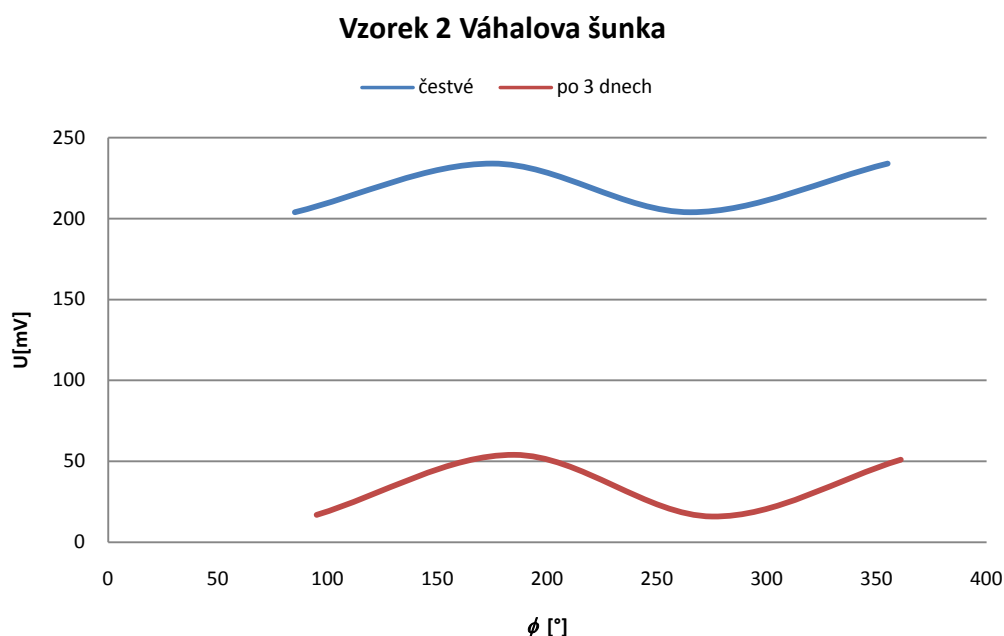
V předchozí situaci se měření zaměřilo na jeden druh biologického vzorku, kterým bylo vepřové maso. V experimentu bylo dosaženo jasného výsledku. Došlo ke zřetelnému posuvu fáze signálu. Nyní jsme se zaměřili na použití i jiných druhů masa. Jednalo se o kuřecí šunku, mix masa (Váhalova šunka), a vzorky vepřového masa s různými řezy při odběru vzorku. Jeden vzorek měl směr vláken rovnoběžný se směrem řezu, druhý měl vlákna kolmo na směr řezu. Vzorky se znovu měřili po třech dnech. Jednotlivé výsledky jsou zaznamenány na následujících grafech.



Obr. 6.7 Závislost stavu polarizace na stárnutí vzorku – kuřecí šunka.

Na obr. 6.7 vidíme, že se polarizace na zestárlém vzorku vůbec nezměnila. Důvodem je vysoká homogenita tohoto vzorku. Takovýto vzorek je vyroben jako mix různých částí masa, které jsou velmi jemně rozemlety. Z toho důvodu vzorek neobsahuje žádné nehomogenity, které by vnesly do takového prostředí anizotropii. Procházejí světlo se chová obdobně, jakoby procházelo skrz ideální difuzor. Paprsek se pak nerozptýlí a uchová si původní polarizaci. Počáteční informace se uchová i po průchodu vzorkem. Uplatňují se zde balistické fotony. To je rozebráno ve třetí kapitole. Jediný pozorovaný rozdíl je u amplitud obou průběhů. U zestárlého vzorku o tři dny jsou vidět výrazně menší maximální a minimální hodnoty. To může být dáno postupným vysycháním vzorku po dobu stárnutí.

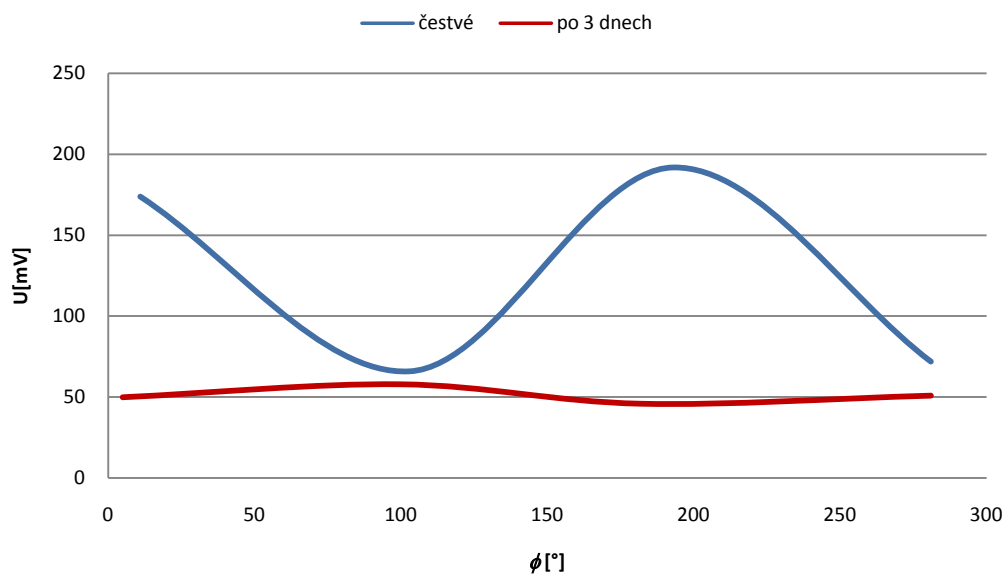
Obdobné výsledky jsme dostali u následujícího vzorku, Váhalova šunka (obr 6.8). Jedná se o podobnou strukturu složení jako u předcházejícího vzorku. Amplitudy se však téměř nezměnily. To se projevilo kvůli pomalejšímu vysychání tohoto vzorku.



Obr. 6.8 Závislost stavu polarizace na stárnutí vzorku – Váhalova šunka.

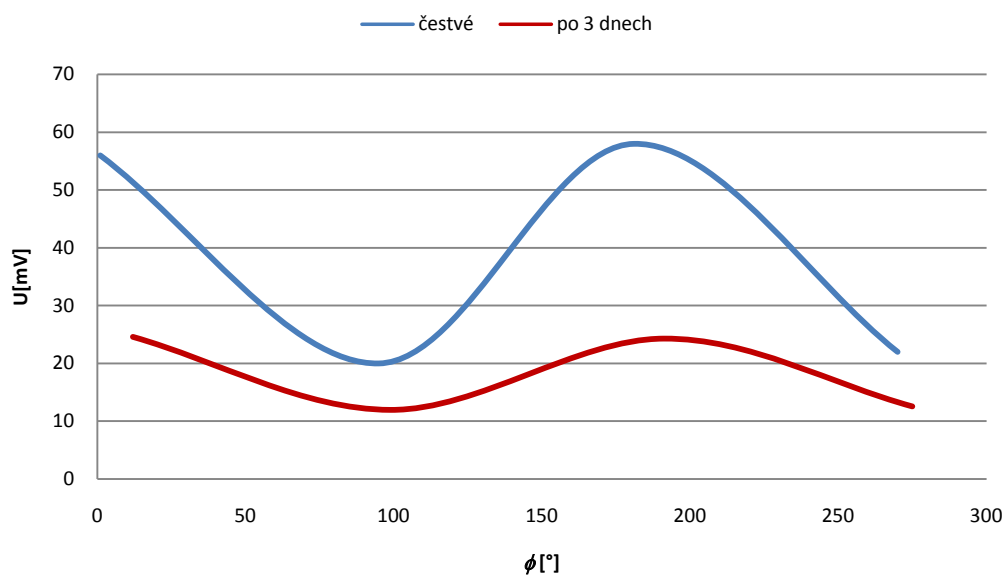
Zcela jiné výsledky nám ukazuje obr. 6.9. Zde můžeme vidět posunutí fáze téměř o půl periody. Tento jev nastal právě díky změnám ve struktuře vzorku během stárnutí. Vzorek již neměl tak homogenní strukturu jako předchozí dva vzorky. Pouhým okem jsme mohli pozorovat jednotlivé vlákna. Tyto vlákna pak svým postupným stárnutím způsobovala částečný nebo úplný rozptyl a pak následnou depolarizaci. Výsledky jsou si podobné jako na obr. 6.6.

Vzorek 3 vepřové vlákna kolmo sosou řezu



Obr. 6.9 Závislost stavu polarizace na stárnutí vzorku – vepřové, řez svisle k vláknům.

Vzorek 4 vepřové vlákna paralelně s osou



Obr. 6.10 Závislost stavu polarizace na stárnutí vzorku – vepřové, řez rovnoběžně s vlákny.

Zajímavá situace nastala na posledního vzorku (vzorek 4). Ten se lišil od vzorku 2 pouze řezem při jeho odebrání. Výsledek ukázal, že směr řezu má velmi podstatný vliv na posun fáze polarizace. I v tomto případě došlo k posunu polarizace, ale změna nebyla již tak

jednoznačná. Hodnota posunu činila pouze cca 10° u vzorku s řezem rovnoběžně s vlákny, oproti cca 180° u vzorku s řezem kolmým na směr vláken.

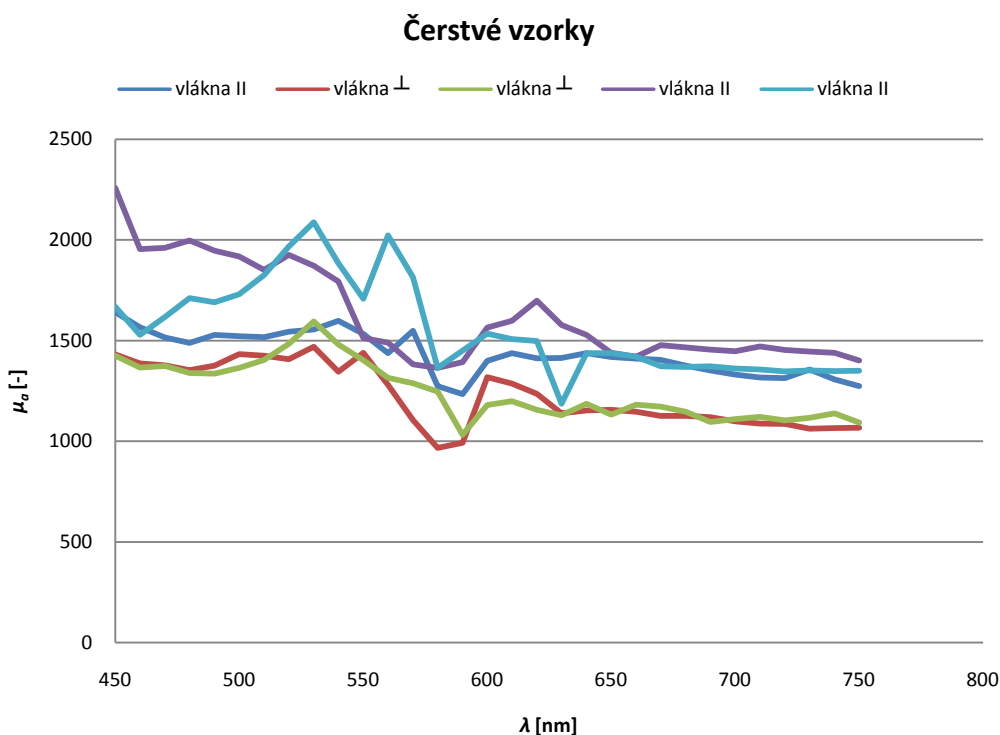
6.4 Měření koeficientu rozptylu

Předposlední experiment je založený na vlivy stárnutí vzorků vepřového masa na jejich rozptylové vlastnosti. Vzorky pocházely ze stejného druhu masa, lišili se však typem řezu a tloušťkou. Jednotlivé vzorky jsme vkládali do kyvety spektrometru a sledovali jsme funkci intenzity prošlého světla I na variabilní vlnové délce λ , podle

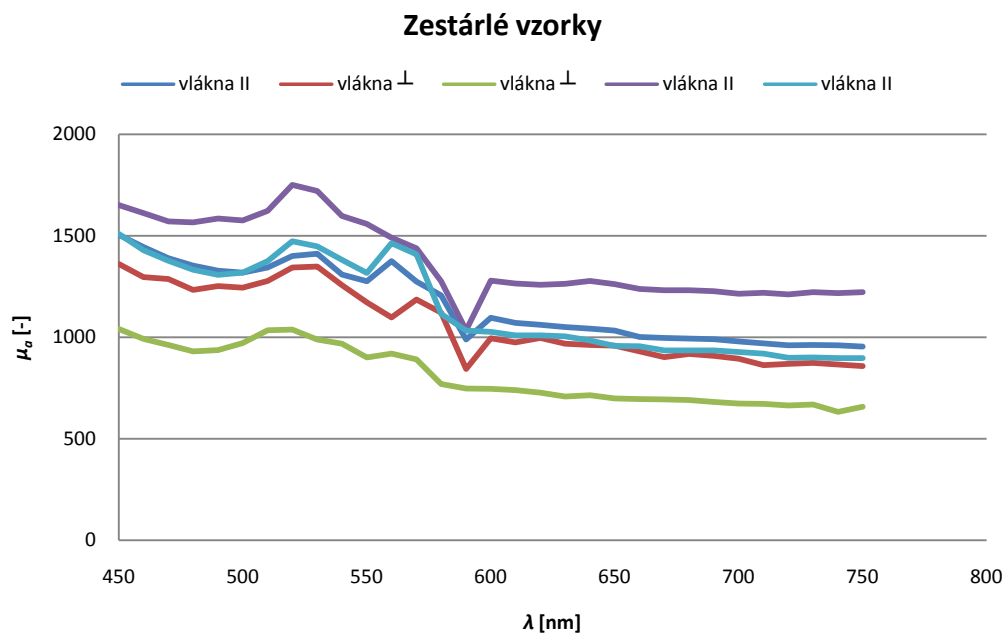
$$I = I_0 e^{-\mu_a d}. \quad (5.3)$$

I_0 představuje referenční intenzitu, kdy v kyvetě nebyl žádný vzorek, μ_a je zjišťovaný koeficient rozptylu a d je tloušťka vzorku. Pro výpočet koeficientu rozptylu byl vztah 6.2 upraven na

$$\mu_a = -\frac{\ln\left(\frac{I}{I_0}\right)}{d}. \quad (5.4)$$



Obr. 6.11 Závislost koeficientů rozptylu na vlnové délce. Vzorky vepřového masa: směr řezu rovnoběžně s vlákny (modrý – 3,8 mm, fialový – 3,2 mm, světle modrý průběh – 3,2 mm), řez kolmý na vlákna (červený – 3,5 mm, zelený průběh – 3,2 mm).



Obr. 6.12 Závislost koeficientů rozptylu na vlnové délce po 48 hodinách. Vzorky vepřového masa: směr řezu rovnoběžně s vlákny (modrý – 3,8 mm, fialový – 3,2 mm, světle modrý průběh – 3,2 mm), řez kolmý na vlákna (červený – 3,5 mm, zelený průběh – 3,2 mm).

Vlnová délka byla měněna v rozmezí 450 nm – 750 nm. Měření se opakovalo po 48 hodinách. Obr. 6.11 a 6.12 zobrazují výsledky z tohoto experimentu. Po zestárnutí jsme naměřili menší hodnoty koeficientů rozptylu u všech vzorků. To je opět způsobeno změnou struktury vzorku a jeho postupným vysycháním.

6.5 Měření stupně polarizace

Každý optický materiál je možné charakterizovat jeho polarizačními vlastnostmi. Jelikož jsou biologické vzorky a zejména maso velmi komplexní prostředí je žádoucí provádět experimentech na specifických modelech. Je známo, že stupeň polarizace rozptýleného světla značně závisí na optických vlastnostech prostředí. Navíc, polarizační paměť světla umožní zkoumat rozptylující prostředí, protože lineárně polarizované světlo je citlivější k povrchu prostředí. Rozlišovací schopnost zobrazení v těchto látkách je však velmi silně zhoršena rozptylem polarizovaného světla [34].

Biologické materiály, jako reprezentanti náhodně nehomogenních prostředí, se velmi obtížně zobrazují, v důsledku náhodného mnohonásobného rozptylu světla. Nehomogenity materiálu generují rozptyl, který může způsobit změnu šíření, polarizace a fáze procházejícího světla. V neprůhledném prostředí vznikají agregáty rozptylových center, které zavádějí do

prostředí anizotropii, a dopadající foton v něm podstupuje řadu postupných srážek, tedy opakovaný mnohonásobný rozptyl. Proto je neprůhledné, ale transparentní, prostředí charakterizováno střední volnou dráhou rozptylu l_s , což je průměrná dráha, kterou foton urazí, dříve než se odchýlí (rozptýlí) od původního směru, a střední volnou dráhou přenosu l^* , což je průměrná vzdálenost, kterou foton urazí předtím, než směr jeho dráhy začne mít statisticky náhodný charakter. Protože je dosti pravděpodobné, aby fotony byly jen jednou odchýlené a pohybovaly se stále směrem vpřed, je $l^* > l_s$. Pro infračervené záření procházející tělesnou tkání je typická hodnota střední volné dráhy přenosu $l^* = 1-2$ mm. Neodchýlené fotony vystupují jako první. Ponechávají si všechny charakteristiky dopadajícího světla, zejména směr šíření, polarizaci a hodí se proto nejlépe pro zobrazení. Bohužel je těchto fotonů málo, protože jejich intenzita na výstupu z prostředí se řídí Beerovým zákonem

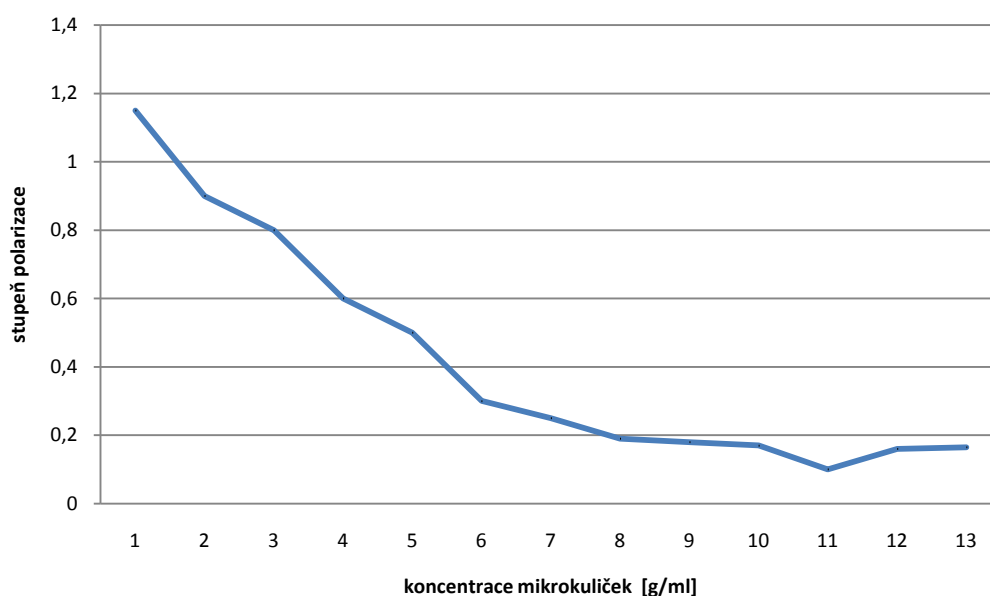
$$I(z) = I_0 \exp(-z/l^*), \quad (5.5)$$

kde I_0 je intenzita dopadajícího světla a z tloušťka prostředí.

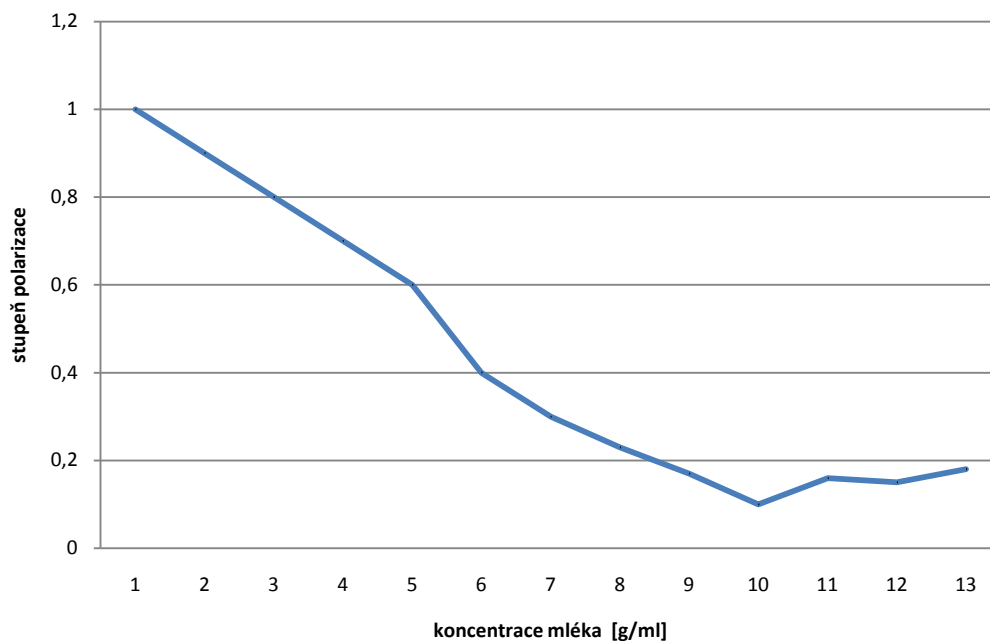
V posledním experimentu jsme analyzovali, pomocí lineárně polarizovaného světla z He-Ne laseru ($\lambda = 632,8$ nm), Rayleighův a Mieův rozptyl dvou typů nehomogenních předmětů:

- vzorky polystyrénových mikrokuliček o průměru $80 \mu\text{m}$
- vzorky polotučného mléka.

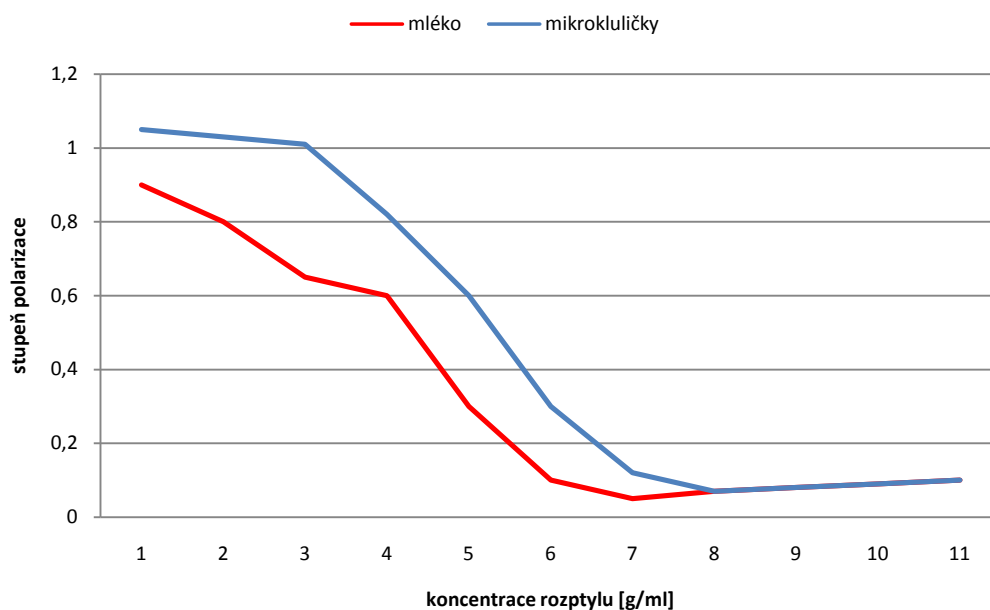
Vzorek obsahující polystyrénové mikrokuličky ve vodě byl osvětlen lineárně polarizovaným světlem z He-Ne laseru při dvou ortogonálních polarizacích – v horizontálním a vertikálním směru. Výstupní výkon laseru $P_0 = 5$ mW, minimální detekovaný výkon detektoru $0,1$ nW. Skleněná kyveta s roztokem a vzorkem má rozměry $1 \times 1 \times 2$ cm.



Obr. 6.13 Závislost stupně polarizace na koncentraci rozptylu mikrokuliček ve vodě.



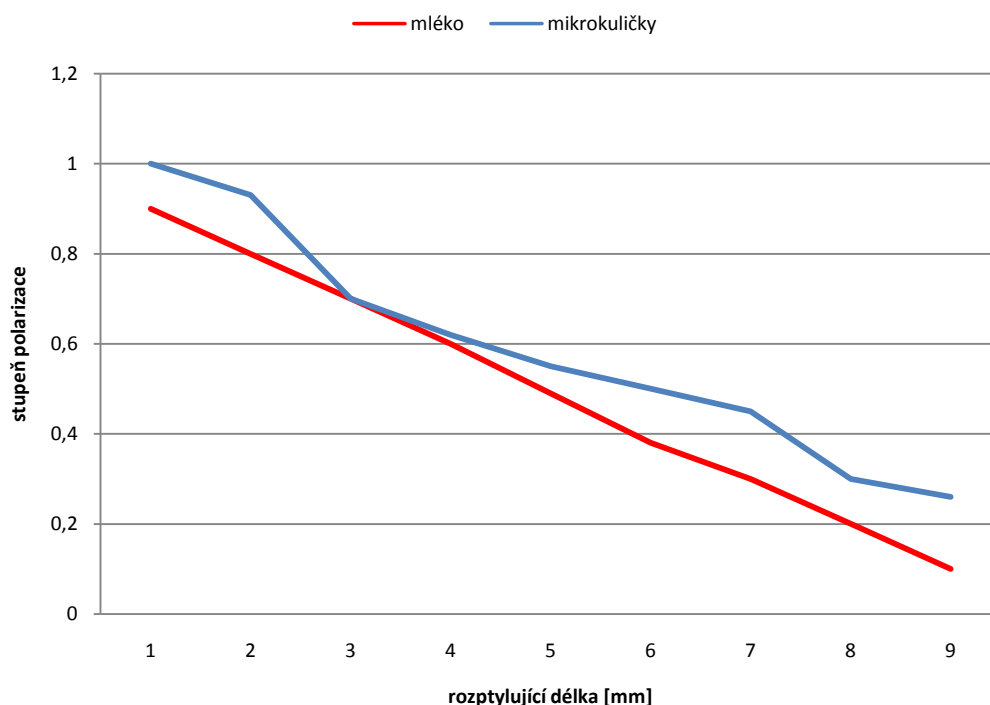
Obr. 6.14 Závislost stupně polarizace na koncentraci rozptýlu roztoku 1,5% polotučného mléka ve vodě.



Obr. 6.15 Závislost stupně polarizace na koncentraci rozptýlu mikrokuliček a mléka ve vodě při lineární polarizaci světla.

Obr. 6.13 ukazuje závislost stupně polarizace a rozptýlu na koncentraci polystyrénových mikrokuliček o průměru 80 nm ve vodním roztoku. Obr. 6.14 poté představuje závislost stupně polarizace pro roztok 1,5% polotučného mléka ve vodě. Při nízkých koncentracích je výstupní intenzita vyšší, protože větší část detekovaného světla pochází z nerozptýleného

průchodu světla. Navíc méně rozptýlené světlo si podrží svůj původní stav polarizace. Křivky mají podobný tvar a liší se v podstatě jen při koncentraci mléka ve vodě 7-9 g/ml, dokonce i když je možné detekovat nerozptýlené světlo.



Obr. 6.16 Závislost stupně polarizace na délce rozptylu.

Výsledky ukazují, že polarizované světlo rozptýlené na rozptylových centrech anizotropního prostředí závisí na stavu původní polarizace a na optických vlastnostech a tloušťce prostředí. Obrázky (6.13) až (6.16) také ukazují, že polarizační vlastnosti vystupujícího světla závisejí na vlastnostech nosného prostředí (vody). Větší rozdíly jsou pozorovány při malých koncentracích, protože zde je větší pravděpodobnost, že se světlo rozptýlí od molekul vody zpět do detektoru. Je zajímavé konstatovat, že pro malé částice se lineární polarizace udrží déle pro většinu rozptylových situací. Proto je možné použít lineárně polarizované světlo pro zkoumání tloušťky materiálu. S rostoucí délkou rozptylu potom stupeň polarizace klesá.

7 Závěr

V této práci bylo zjištěno, že některé vzorky významně ovlivnily posun fáze světelného paprsku během stárnutí. Jednalo se zejména o vzorky, které měly zřetelnou strukturu. Rozložení jejich svalových vláken tak ovlivňovalo výslednou polarizaci.

Když polarizované světlo pronikne do opticky hustého prostředí, dochází, díky velké hustotě částic, k jeho mnohonásobnému rozptylu. Výsledný vystupující svazek je potom depolarizovaný. To představuje významný problém v případě, kdy používáme polarizované světlo ke zkoumání nějaké struktury nebo složení opticky hustého prostředí, jako jsou mražna nebo biologické tkáně. Rozsah depolarizačního procesu závisí na počtu a povaze posloupnosti událostí při rozptylu, na konfiguraci zdroj – vzorek – detektor a na polarizačních vlastnostech příslušného svazku. Ostatní charakteristiky opticky hustého prostředí, jako je přítomnost opticky aktivních molekul, mohou také způsobit depolarizaci. Na dostatečně tenkém biologickém vzorku tkáně je prošlé nebo odražené světlo plně depolarizováno, a tudíž jakákoli potencionální zakódovaná informace je ztracena. Nicméně při zpětném směru světla, může být, díky rozptylu, zachována část polarizace. Tento jev je obzvlášť intenzivní v zpětně rozptýleném směru, kde mohou vstupní a výstupní optické dráhy superponovat. To umožňuje zachování koherentních a polarizačních vlastností světla. Například současné poznatky ukazují, že třeba pro kruhovou polarizaci se stupeň polarizace zachycený po zpětném rozptylu blíží k 25% s rostoucí hustotou prostředí. Živé tkáně jsou transparentní pro viditelnou a blízkou infračervenou oblast spektra (600-1300 nm), tedy málo absorbují světlo. Naopak jejich rozptylové vlastnosti jsou pro tyto vlnové délky významné. Znamená to, že použité světlo se značně rozptyluje. Polarizační informace, obsažená v prošlém světle, je potenciálně použitelná pro optickou diagnostiku biologických vzorků.

Při vyšetřování biologických vzorků pomocí elektrického měření bylo dosaženo 80% - 90% úspěšnosti při určení stáří masa. Byly stanoveny jednotlivé třídy stárnutí, podle kterých se zjišťovala úspěšnost daného vyhodnocení podle zjištěné impedance.

Kruhová dvojpólová sonda P1 s 20 elektrodami byla schopna spolehlivě odhadnout stavy zrání s vysokou regresí ($R^2 = 0.70$) mezi impedančním elektrickým měření a výsledky dosaženými srovnáním metody mechanického napětí v tlaku. Svaly setříděné podle tří tříd stárnutí byly správně klasifikovány v 90 % případů.

Malá kruhová čtyřpólová sonda P2 dala poměrně slabé ohodnocení stavu stárnutí masa ($R^2 = 0.44$), ale byla schopna setřídít vzorky do jedné ze tří skupin zrání s úspěšností kolem 80 %. Integrací elektroniky do senzorových zařízení bude možno měnit elektrody a měřit impedanci zatímco se provádí obvyklé výpočty pro zobrazení měření. Může být očekáváno, že užitečné vybavení bude brzy dostupné, bude schopné přesně stanovit stavy stárnutí a proto

umožní dobu optimální klimatizované uskladnění a dosáhne konzistenci v kvalitě prodáváných produktů. To by mohlo otevřít cestu ke kvalitnímu označení jemnosti masa.

Optická měření ukázala velmi dobré výsledky v případě vláknové struktury (až 90% úspěšnost odhadu), bohužel nebyla příliš úspěšná u homogenních vzorků.

Většina biomedicínského a biologického výzkumu probíhá na živých tkáních. Prakticky neexistuje literatura, která by se zabývala studiem spektrálních a polarizačních vlastností neživých tkání – potravin s cílem studia jejich stárnutí.

Získané výsledky jsou základem k dalším experimentům, které povedou k dalšímu chápání této rozsáhlé problematiky.

Použitá literatura

- [1] HALLIDAY, D., RESNICK, R., WALKER, J., *Fyzika*, Vutium Brno, 2000, část 4, kap. 34, ISBN 80-214-1868-0.
- [2] SMITH, G.F., KING, T.A., WILKINS, D., *Optics and Photonics, An Introduction*, 2nd Edition, John Wiley and Sons, Chichester, 2007, 506 s., ISBN 978-0-470-01783-8.
- [3] Stokes parameters, [cit. 2010-04-16]. Dostupné z WWW:
http://en.wikipedia.org/wiki/Stokes_parameters
- [4] STOKES, G. G. (1852) On the Composition and Resolution of Streams Polarizes Light from Different Sources, *Transactions of Cambridge Philosophical Society*, roč. 9, s. 399 – 416.
- [5] SALEH, B. E. A., TEICH, M. C., *Základy fotoniky*, Matfyzpress UK, Praha, 1994, 1056 s, ISBN 80-85863-00-6.
- [6] Rayleigh scattering, [cit. 2010-04-15]. Dostupné z WWW:
http://en.wikipedia.org/wiki/Rayleigh_scattering
- [7] TOMÁNEK, P., GRMELA, L., BRÜSTLOVÁ, J., DOBIS, P., Measurement of diffused light polarization due to multiple scattering in body cell. In *18th IMEKO TC2 Symposium on Photonics in Measurements*, Prague: Zeithamlová Milena, Ing. Agentura Action M., 2008, s. 95-99, ISBN 978-80-86742-24-3.
- [8] TUCHIN, V. V., *Tissue optics: light scattering methods and instruments for medical diagnosis*, 2nd edition, SPIE, 2007, ISBN: 978-0-8194-6433-0.
- [9] VITKIN, I.A., HOSKINSON, E. (2000) Polarization studies in multiply scattering chiral media, *Optical Engineering*, roč. 39, s. 353-362, ISSN 0091-3286.
- [10] SIMONENKO, G. V., DENISOVA, T. P., LAKODINA, N. A., TUCHIN, V. V. (2000) *Measurement of an Optical Anisotropy of Biotissue*, Proceeding of SPIE, roč. 3915, s. 152 – 157.
- [11] Mitochondrie, [cit. 2010-04-17]. Dostupné z WWW:
http://vydavatelstvi.vscht.cz/knihy/uid_es-002/ebook.html?p=mitochondrie
- [12] BOER de, J. F., MILNER, T. E. (2002) Review of Polarization Sensitive Optical Coherence Tomography and Stokes Vector Determination, *Journal of Biomedical Optics*, roč. 7, č. 3, s. 359 – 371.
- [13] HEMENGER, R. P. (1989) Birefringence of a Medium of Tenuous Parallel Cylinders, *Applied Optics*, roč. 28, s. 4030 – 4034.
- [14] R. P. HEMENGER (1996) Refractive Index Changes in the Ocular Lens Result from Increased Light Scatter, *Journal of Biomedical Optics*, roč. 1, s. 268 – 272.

- [15] BORN, M., WOLF, P. (1999) *Principles of Optics*, 7th ed., Cambridge Univ., Cambridge.
- [16] APPLEQUIST, J. (1987) Optical Activity: Biot's Bequest, *American Science*, roč. 75, s. 59 – 67.
- [17] BABA, J. S., CAMERON, D. B., THERU, S., COTÉ, G. L. (2002) Effect of Temperature pH and Corneal Birefringence on Polarimetric Glucose Monitoring in the Eye, *Journal of Biomedical Optics*, roč. 7, č. 3, s. 321 – 328.
- [18] IZOTOVA, V. F., MAKSIMOVA, I. L., NEFEDOV, I. S., ROMANOV, S. V. (1997) Investigation of Muller matrices of Anisotropic Nonhomogeneous Layers in Application to Optical Model of Cornea, *Applied Optics*, roč. 36, č. 1, s. 164 – 169.
- [19] BOREN, C. F., HUFFMAN, D. R. (1983) *Absorption and scattering of Light by Small Particles*, Wiley, New York.
- [20] S. JIAO, L. V. WANG (2002) Jones – Matrix Imagination of Biological Tissue with Quadrupli – Channel Optical Coherence Tomography, *Journal of Biomedical Optics*, roč. 7, č. 3, s. 350 – 358.
- [21] CHIZZOLINI, R., NOVELLI, E., BADIANI, A., ROSA, P., & DELBONO, G. (1993). Objective measurements of pork quality: Evaluation of various techniques. *Meat Science*, roč. 34, s. 49 – 77.
- [22] CHARPENTIER, J., GOUTEFONGEA, R., SALÉ, P., & THOMASSET, A. (1972). La discrimination des viandes fraîches et congelées par mesure d'impédance a deux fréquences. *Annales de Biologie Animale Biochimique et Biophysique*, roč. 12, s. 173 – 178.
- [23] SWATLAND, H. J. (1997). Observations on rheological, electrical and optical changes during rigor development in pork and beef. *Journal of Animal Science*, roč. 75, č. 4, s. 975 – 985.
- [24] LEPETIT, J., SALÉ, P., FAVIER, R., & DALLE, R. (2002). Electrical impedance and tenderisation in bovine meat. *Meat Science*, roč. 60, s. 51–62.
- [25] DAMEZ, J. L., CLERJON, S., & ABOUELKARAM, S. (2005). *Mesostructure assessed by alternating current spectroscopy during meat ageing*. In 51st International congress of meat science and technology, Baltimore, Maryland USA, August 7–12, s. 327–330.
- [26] GULINO, A., BELLIA, P., FALCIGLIA, F., MUSUMECI, F., PAPPALARDO, A., SCORDINO, A., & TRIGLIA, A. (2005). Role of water content in dielectric

- properties and delayed luminescence of bovine Achilles' tendon. *Febs Letters*, roč. 579, č. 27, s. 6101–6104.
- [27] EPSTEIN, B. R., & FOSTER, K. R. (1983). Anisotropy in the dielectric properties of skeletal muscle. *Medical and Biological Engineering and Computing*, roč. 21, s. 51–55.
- [28] FRICKE, H., & MORSE, S. (1926). The electric capacity of tumors of the breast. *Journal of Cancer Research*, roč. 10, s. 340–376.
- [29] SCHWAN, H. P. (1971). *Determination of biological impedance. Physical techniques in biological research* (Vol. VI, Part B). New York and London: Academic Press, s. 323–406.
- [30] LEPETIT, J., DAMEZ, J. L., CLERJON, S., FAVIER, R., ABOUELKARAM, S., & DOMINGUEZ, B. (2006). *Multi-electrode sensor for measuring the electric anisotropy of a biological material and the use of said sensor*. French Patent FR2880124–WO2006070169.
- [31] BYRNE, C. E., TROY, D. J., & BUCKLEY, D. J. (2000). Post-mortem changes in muscle electrical properties of bovine m. longissimus dorsi and their relationship to meat quality attributes and pH fall. *Meat Science*, roč. 54, s. 23–34.
- [32] MIKLÁŠ, J. (2009). Measurement of biological samples aging by light polarisation state changes, *Proceedings of 15th Conference STUDENT EEICT 2009*, Vysoké učení technické v Brně, díl 2, s. 137-139, ISBN 978-80-214-3868-2.
- [33] TOMÁNEK, P., MIKLÁŠ, J., BAJGAR, A., GRMELA, L., DOBIS, P., BRÜSTLOVÁ, J. (2009) Sensor of back-scattered light polarization in body cells, In *Optical sensors, Proc. of SPIE*, Bellingham, USA, roč. 7356, článek ID 735685-09, 9 s., ISSN 0277-786X.
- [34] MIKLÁŠ, J. (2010) Scattering of Polarized Light in Imagery of Anisotropic Biological Samples, *Proceedings of 16th Conference STUDENT EEICT 2010*, Vysoké učení technické v Brně, díl 2, s. 192-194, ISBN 978-80-214-4077-7.